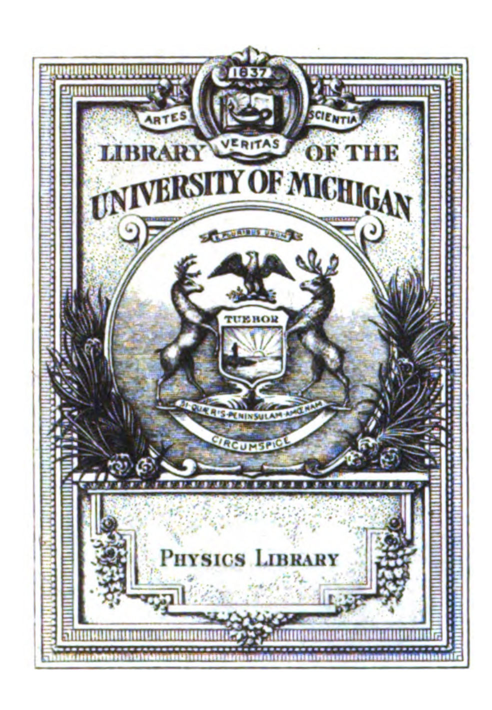




1837
ARTES
VERITAS
SCIENTIA
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
TUEBOR
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE
PHYSICS LIBRARY



Digitized by Google
OTTO HARRASSOWITZ

T

Pr

Ve

ZEITSCHRIFT
FÜR
TECHNISCHE PHYSIK

HERAUSGEGEBEN
VON DER
DEUTSCHEN GESELLSCHAFT FÜR TECHNISCHE PHYSIK E.V.

UNTER MITWIRKUNG
VON
PROF. DR. GEORG GEHLHOFF UND DR. HANS RUKOP

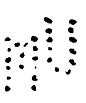
SCHRIFTLEITUNG:
PROFESSOR DR. WILHELM HORT

FÜNFTER JAHRGANG



1924

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH IN LEIPZIG



Zeitschrift für technische Physik

1924 | Fünfter Jahrgang | Nr. 1

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Der Physikstudierende als Werkstudent.

Von Georg Gehlhoff.

Die wirtschaftliche Not zwingt sehr viele Studenten, in den Ferien durch praktische Arbeit ihren Unterhalt zu verdienen und darüber hinaus möglichst noch etwas Geld für das Semester zu erübrigen; ja, viele, allzu viele müssen ihr Studium zeitweilig unterbrechen, weil der elterliche Zuschuß ganz fortfällt und in den kurzen Ferien, nicht zuletzt durch die ein Sparen ungeheuer erschwerende Geldentwertung (jetzt hoffentlich endgültig behoben), nicht soviel zu gewinnen war, wie für das Durchfristen des Semesters erforderlich ist. Die Hoffnung auf eine bessere Zukunft hat vielen über Zeiten geisttötender Arbeit auf der Straße, in Bergwerken, Kohlengruben usw. hinweggeholfen. So entstand das Werkstudententum in seiner allgemeinen Form, die neben den materiellen Vorteilen die Berührung mit dem werktätigen Leben vermittelt, zum Verständnis des Arbeitsprozesses und zum Ausgleich der sozialen Gegensätze beiträgt. Diese ideellen Vorteile kann man neben den materiellen nicht hoch genug einschätzen.

Praktisch, wie die Technik ist, hat sie bald verstanden, aus der Not eine Tugend zu machen: Die Tätigkeit des Werkstudenten soll nicht mehr oder weniger ein Almosen bzw. eine Frohnarbeit sein, sondern der zukünftige Ingenieur, Chemiker oder Physiker soll schon während des Studiums in Berührung mit der Technik kommen, um zu lernen, um die Arbeitsmethoden, den Produktionsprozeß, die Behandlung des Materials usw. kennen zu lernen und sein Studium unter einem erweiterten Gesichtskreis fortzusetzen, um also direkten Nutzen für sein Studium von der durch die Not erzwungenen Arbeit zu haben. Auf der anderen Seite aber hat die Technik den Vorteil, schon hier, bei den Studenten, den einen oder anderen besonders Begabten oder Interessierten kennen lernen, heraussuchen, im Auge behalten und — häufig genug — besonders fördern und unterstützen zu können; sie kann auf diese Weise in den Studiengang fördernd eingreifen, ihre zukünftigen Ingenieure frühzeitig interessieren und ihre Ausbildung beeinflussen. Es ist zweifellos, daß solche Tätigkeit ungleich mehr nutzt, als Exkursionen in Betriebe. Naturgemäß kommt dieses speziellere Werkstudententum nur für die höheren Semester in Frage, ich würde sagen, zweckmäßig nach dem Vorexamen. Der Technik aber erwächst aus diesen Gesichtspunkten die Pflicht, sich um die Ausbildung der Werkstudenten in ihren Betrieben zu kümmern, dafür zu sorgen, daß sie nicht nur zu arbeiten, sondern möglichst viel zu sehen und zu lernen Gelegenheit erhalten. Eine Grenze ist durch die Rücksicht auf den Betrieb und ev. Geheimhaltung gezogen.

Was aber hat dies alles mit der Physik zu tun? Nichts anderes, als daß wir auch hier das Nützliche mit dem Angenehmen zu verbinden suchen sollten. Physikstudenten werden im Durchschnitt nicht mehr mit Glücksgütern gesegnet sein, als andere Studenten. Eher kann man annehmen, daß ihre Begeisterung für die Physik im umgekehrten Verhältnis zu ihren Geldmitteln steht. Also auch sie werden auf Werksarbeit während ihres Studiums angewiesen sein; und da ergibt sich die Gelegenheit, diese so zu gestalten, daß sie größten Vorteil für ihr Studium haben und daß die Möglichkeit der Einwirkung auf das Studium im Sinne der Technik gegeben ist. Ich habe soeben einige Werkstudenten zur Fortsetzung des Studiums entlassen und möchte über meine Erfahrungen mit diesen berichten, wobei ich mich mit meinen Ausführungen sowohl an die Hochschullehrer als auch an meine Kollegen in der Technik wende.

Es wurden in der Glashütte der Osram G. m. b. H. in Weißwasser O.-L. drei Studenten A., B. und C. beschäftigt, A. vom 10. November 1922 bis 31. Oktober 1923, B. vom 1. März bis 31. Oktober 1923,

C. vom 1. August bis 31. Oktober 1923. A. und B. hatten das Vorexamen abgeschlossen und traten nach vollendetem 4. bzw. 5. Semester, C. nach vollendetem 3. Semester ein. Alle drei waren Studenten der Elektrotechnik, A. und B. hatten ferner ein Semester Hilfsassistentendienste in einem Physikalischen Institut getan.

Zunächst ließ ich sie etwa ein Achtel der gesamten vorgesehenen Werkszeit im Betriebe arbeiten, und zwar machten sie alle Abteilungen des engeren Glashüttenbetriebes durch, angefangen vom Schürer bis zum Schmelzgehilfen und Glasschleifer. Sie sollten auf diese Weise mit dem Betriebe, dem Werdegange und der Verarbeitung des Glases vertraut werden, was auch je nach der aufgewandten Zeit mehr oder weniger erreicht wurde. A. und B. arbeiteten dann einige Zeit in der elektrotechnischen Abteilung — A. hatte wesentlichen Anteil an den schwierigen Montagearbeiten in einem neu errichteten Laboratorium —, und zum Schluß im Ingenieurbüro. So lernten sie auch die Hilfsabteilungen kennen. Den größten Teil der Zeit wurden sie darauf, und das war die Hauptsache, im physikalischen Laboratorium mit den laufenden Arbeiten und Untersuchungen beschäftigt.

Es zeigte sich nun, daß sie, namentlich A. und B., vermöge der längeren Vorbereitungszeit soweit Einblick in den Produktionsprozeß gewannen, daß sie die ihnen im physikalischen Laboratorium gestellten Aufgaben mit großem Verständnis und bemerkenswerter Selbständigkeit und dank ihrer Vorbildung von der Hochschule auch mit dem richtigen Geschick anfaßten. Sie leisteten erheblich mehr als gut ausgebildete Laboranten, waren reger als solche und — was zu erwarten war — sie arbeiteten mit wahrem Feuereifer ohne Rücksicht auf Arbeitszeit. Selbst schwierigere Untersuchungen, die über das Maß einer reinen Meßtätigkeit hinausgingen, konnte man ihnen bald überlassen, und ihre Fragen und Antworten ließen erkennen, daß sie recht bald in den Sinn, Gang und Zweck der verschiedenen Untersuchungen eingedrungen waren. Daß sie dank dessen recht zuverlässig in ihrer Arbeit waren, war ein besonderer Vorteil. Es muß allerdings bemerkt werden, daß alle drei über das Mittelmaß begabt und von der Wichtigkeit dieser Zeit für ihr weiteres Studium durchdrungen waren.

So waren wir also nicht nur sehr zufrieden mit ihrer Tätigkeit, sondern hatten — im Verhältnis zu den ausgebildeten Laboranten — sehr erheblichen Nutzen von ihr, so daß ich außerordentlich bedauerte, nach ihrem Fortgang trotz meiner Bemühungen keinen vollen Ersatz bekommen zu haben.

Aber auch die drei Studenten waren von ihrer Tätigkeit reich befriedigt. Sie konnten ihre Kenntnisse vermehren, sich Meßgeschicklichkeit aneignen, sie lernten die vielfach ganz anderen Meß- und Arbeitsmethoden der technischen Physik kennen, sie konnten neue Meßmethoden ausarbeiten, sich sehr vielseitig betätigen (denn es ist selbstverständlich nach dem voraus Gesagten, daß ich sie nicht etwa nur schematische Messungen machen ließ), und auch nebenbei noch mancherlei lernen. Einer z. B. benutzte die Zeit, um nebenher im Chemischen Laboratorium den Gang der qualitativen Analyse durchzumachen. Sie wurden zu Arbeiten am Versuchsschmelzofen herangezogen, zu pyrometrischen Messungen am Glasofen usf. Auch ein wöchentliches allgemeines Kolloquium trug zur Ausbildung bei. Schließlich haben sie auch ihre theoretischen Kenntnisse vermehrt, da ich sowie meine Mitarbeiter sich bemühten, ihnen soviel an Wissen abzugeben, wie nur möglich, und ihnen den Sinn und die Bedeutung ihrer Arbeiten zu vermitteln. Es war eine Freude, zu sehen, welche Fortschritte sie machten. Und alle drei verließen das Laboratorium, um sich der technischen Physik zuzuwenden.

Es ist zweifellos, daß sie den Rest ihres Studiums mit geweitetem Gesichtskreis und tieferem Verständnis absolvieren werden. Dabei mag es heute dahingestellt bleiben, ob sie sich später endgültig der Technik zuwenden werden; das hängt von Neigungen, Umständen und Zeitverhältnissen ab.

Und der pekuniäre Ertrag? Diese Studenten wurden entsprechend ihrer Leistung als ausgebildete Vollaboranten bezahlt. Naturgemäß war bei C. die Ersparnis in 3 Monaten nicht sehr groß, und alle drei kamen in die Zeit der ärgsten Geldentwertung. Trotzdem war es dank einiger besonderer Mittel, z. B. der Möglichkeit des Zeichnens und allmählichen Bezahlens von Roggenanleihe bei der Firma, der Kapitalsanlage in Kleidern, Konserven, Dauerwürsten usw. und einiger anderer, hier nicht näher auseinanderzusetzender Methoden A. und B. möglich, sich ein erkleckliches wertbeständiges Sümmchen in die jetzt wertbeständige Zeit zu retten, so daß ihnen die Fortsetzung des Studiums mit einem kleinen elterlichen Zuschuß und einiger Ferienarbeit möglich sein wird.

Welche Nutzanwendung sollen wir hieraus nun ziehen?

Erstens die, daß die richtig angesetzte Werkstätigkeit von außerordentlichem Nutzen für den Physikstudierenden sein kann und daß der Zeitverlust bezüglich des Studiums weit aufgewogen wird durch die intensivere Aufnahme von Kenntnissen, die bei richtiger Einstellung nicht nur spezieller Art zu sein brauchen, durch die Erweiterung des Gesichtskreises und schließlich auch durch die Berührung mit dem werktätigen Leben, die

das Gefühl der Selbständigkeit erhöht. Zu diesem Zweck ist daran festzuhalten, daß die Tätigkeit der Physikstudierenden im Werk beginnen und im Laboratorium enden soll, gleichgültig, welcher Art das Werk ist.

Zweitens: Wie lange soll diese Tätigkeit zweckmäßig dauern, wenn diese Zeit nicht zwangsweise gegeben ist? Vom Standpunkt der Technik aus ist diese Frage leicht zu beantworten, da der Nutzen für sie um so größer ist, je länger der Betreffende in seiner Tätigkeit bleibt. Schwieriger ist die Frage vom Standpunkt des Studenten aus zu beantworten. Ich möchte die Antwort so formulieren: Nützlich ist für ihn auf alle Fälle eine Tätigkeit in der Praxis in der oben geschilderten Weise, auch wenn sie nur über die großen Ferien ausgeübt wird. Der Nutzen wächst mit der Dauer dieser Tätigkeit, da die Einarbeitung, das Sichhineinfinden Zeit kostet. Und der Nutzen einer einsemestrigen Tätigkeit einschließlich der Ferien vor- und nachher wird den Verlust des Semesters weit aufwiegen. Eine Verlängerung der Werksarbeit über diese Zeit hinaus sollte aber nur unter dem Zwang der Verhältnisse statthaben, da letzten Endes doch die Gefahr besteht, daß die Arbeit des Betreffenden zur schematischen, d. h. langweiligen und für ihn nutzlosen Laboratoriumsarbeit oder zur Doktorarbeit, für die er noch nicht reif ist, ausläuft. Die Zeit von einem Semester mit Ferien wird den Interessen beider Teile in gleicher Weise gerecht. Dabei scheint es mir richtig, daß der jüngere Student nur während der Ferien arbeitet, während für den älteren Studenten eine länger dauernde Tätigkeit in der Praxis von größerem Nutzen ist.

Drittens: Soll der Physiker, auch wenn er es pekuniär nicht nötig hat, solche Werksarbeit leisten? — Diese Frage ist unter allen Umständen zu bejahen. Ich brauche den Nutzen solcher Tätigkeit nicht nochmals aufzuzählen. In einem früheren Aufsatz über die Ausbildung der technischen Physiker[1]) hatte ich den Austausch von Assistenten der Hochschule und der Technik befürwortet zwecks gegenseitiger Befruchtung von Theorie und Praxis und Förderung des gegenseitigen Verständnisses. Die Zeitverhältnisse haben dies bis jetzt sehr erschwert, wenn nicht unmöglich gemacht. Hier bietet sich ein Weg, den Vorschlag in die Tat umzusetzen, der beiden Teilen nur von Nutzen sein kann. Auch der Physikstudent, dessen Neigung und Veranlagung zur reinen Wissenschaft drängt, wird aus einer kürzeren oder längeren Tätigkeit in der Technik, gleichgültig welcher Art, sehr nützliche Kenntnisse und Anregungen erhalten, vorausgesetzt, daß seine Beschäftigung in der oben geschilderten Weise erfolgt, d. h. daß er wirklich sowohl im Betrieb als auch im Laboratorium beschäftigt wird. Dann werden alte Institutsdiener, wie geschehen, nicht mehr sagen können: „Den ganzen Kopf haben sie voll Elektronenspuk und Maxwellschen Gleichungen, aber die Sicherungen hauen sie durch, daß es nur 'ne Art hat." Und die Technik kann auf diesem Wege ihrerseits dazu beitragen, das Verständnis für praktische Tätigkeit und die Freude an der Anwendung der Theorie auf die Praxis schon beim Studenten zu wecken. Ja, man sollte bei den Studenten der technischen Physik so weit gehen, ihnen die Hälfte des praktischen Jahres in einem Laboratorium vorzuschreiben. Es soll natürlich nicht der Versuch seitens der Technik gemacht werden, das Studium des Physikers in bestimmter enger Richtung zu beeinflussen, sondern es soll ihm lediglich die Möglichkeit gegeben werden, einen allgemeinen Einblick in die Arbeitsmethoden der Technik und der technischen Physik zu gewinnen. Beide Teile, Physikstudent und Technik, sollten aus der Not eine Tugend machen, und beide Teile werden dabei sehr gut fahren.

(Eingegangen am 30. November 1923.)

[1]) G. Gehlhoff, Die Ausbildung der technischen Physiker, Zeitschr. f. techn. Phys. **2** (1921), S. 121.

Die Vereinheitlichung der Röntgenstrahlen-Dosismessung und die Eichung von Dosismessern.

Von H. Behnken.

Vortrag, gehalten auf dem 2. Deutschen Physikertag in Bonn.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Hochgeehrte Versammlung!

Der ehrenvollen Einladung des Vorstandes der Deutschen Gesellschaft für technische Physik zu einem Vortrage über das Problem der Röntgenstrahlen-Dosismessung habe ich gern Folge geleistet, und zwar um so lieber, als ich gerade in der letzten Zeit Veranlassung hatte, mich selbst ausgiebig um dieses Problem zu bemühen, so daß ich bei dieser Gelegenheit auch über meine eigenen Arbeiten mit berichten kann.

Das Dosierungsproblem wurde in dem Augenblick aktuell, wo die Ärzte erkannt hatten, daß die Röntgenstrahlen, deren medizinische Bedeutung anfangs nur auf diagnostischem Gebiet lag, auch therapeutische Qualitäten besitzen, als also die Röntgenstrahlen zum Medikament geworden waren. Während sich nun bei den pharmakologischen Medikamenten der Begriff der Dosis höchst einfach und selbstverständlich in der Masse des verabreichten Medikamentes darbietet, ist der Begriff der Röntgenstrahlendosis keineswegs so einfach.

Es sind daher auch Methoden zur Röntgenstrahlendosierung ersonnen und angewandt worden, schon ehe die genaue Definition des Dosisbegriffes herausgearbeitet war, woraus sich vielfache Unzulänglichkeiten der älteren Methoden erklären, wie wir sehen werden. Eines schien jedoch von vornherein klar, daß nämlich die Röntgenstrahlendosis proportional sein müßte mit der Intensität der angewandten Röntgenstrahlung und mit der Dauer ihrer Einwirkung. Da die Intensität wiederum vom Abstand der Röntgenröhre vom bestrahlten Objekt abhängt, so wurde die Dosis in primitivster Form einfach durch Angabe des Fokus-Hautabstandes und der Bestrahlungsdauer definiert. Dazu wurde vielleicht noch die Stromstärke im Röntgenrohr in Milliampere und irgendeine Angabe über die Härte der Strahlen mitgeteilt, deren Wichtigkeit jedoch keineswegs voll erkannt wurde. Daß diese Härteangabe jedoch sehr wichtig ist, sieht man sofort ein, wenn man sich die strenge Definition der Röntgenstrahlendosis vergegenwärtigt, wie sie sich mit der Zeit herausgebildet hat, und heute allgemein anerkannt ist. Diese Definition berücksichtigt den für einen Physiker fast selbstverständlichen Gedanken, daß nur derjenige Anteil der Strahlung im Körpergewebe eine biologische Wirkung hervorbringen kann, der in dem betreffenden Gewebe absorbiert wird. Auf Grund dieser Anschauung definierte Christen die Dosis folgendermaßen:

„Die physikalische Dosis (rohe Dosis) ist gleich derjenigen Röntgenenergiemenge, welche in einem Körperelement absorbiert wird, dividiert durch das Volumen dieses Elementes."

Wenn auch hier auf die Absorption Rücksicht genommen ist, so genügt dies doch noch nicht für die Bedürfnisse des Therapeuten, der aus der Größe der Dosis auf die Größe der zu erwartenden biologischen Wirkung schließen will. Es wäre nämlich denkbar, daß Röntgenstrahlen verschiedener Härte auch bei gleicher pro Volumeneinheit absorbierter Energie dennoch verschiedene physiologische Effekte hervorbringen, weil das Gewebe für Strahlen verschiedener Qualität vielleicht verschieden empfindlich ist. Die Richtigkeit dieser Vorstellung für extreme Qualitätsunterschiede ist allbekannt, denn dieselbe Strahlungsenergie einmal in Form von Wärmestrahlen und einmal in Form von harten Röntgenstrahlen, etwa einer Hautstelle appliziert, hat ganz verschiedene Wirkungen zur Folge. Auf die Möglichkeit der verschiedenen Empfindlichkeit für verschiedene Strahlungsqualität muß also Rücksicht genommen werden durch Einführung der sogenannten Sensibilitätskoeffizienten, über deren Größe freilich bei den Ärzten keineswegs Einigkeit besteht. In schärfster Zuspitzung findet man gelegentlich die Streitfrage in folgender Form gestellt: „Sind Röntgenstrahlen verschiedener Härte als das gleiche Medikament oder als verschiedene Medikamente aufzufassen?" Dieser Situation trägt Christen mit seiner Dosisdefinition Rechnung durch Hinzufügung eines zweiten Satzes, welcher lautet:

„Die biologische Dosis (wirksame Dosis) ist gleich der physikalischen Dosis, multipliziert mit dem Sensibilitätskoeffizienten."

Uns interessiert hier zunächst die physikalische Dosis D. Ihr Zusammenhang mit der Intensität J, einer homogenen Röntgenstrahlung vom Absorptionskoeffizienten μ und der Bestrahlungsdauer t ist, wie man leicht einsieht, $D = J \cdot \mu \cdot t$. Wenn es also gelingt, J zu messen, woraus mit Hilfe eines Absorptionsversuches auch μ leicht zu finden wäre, so wäre das Problem der Messung der physikalischen Dosis vollständig gelöst und man hätte es den Medizinern zu überlassen, die zu jedem μ gehörigen Sensibilitätskoeffizienten zu bestimmen.

Strahlungsenergien bestimmen wir meistens, indem wir die Strahlung absorbieren lassen, sie dadurch in Wärme überführen und diese Wärme dann messen. Diesen Weg hat man auch den Röntgenstrahlen gegenüber eingeschlagen, und es ist gelungen, bei mittelharten Strahlen einigermaßen befriedigende Ergebnisse zu erzielen. Als Autoren sind u. a. zu nennen: 1897 Dorn, der ein Luftthermometer benutzte, 1900 Rutherford und Mc Clung mit einem Bolometer, 1905 W. Wien mit einer Thermosäule, 1906 Bumstead mit einem Radiometer, 1907 Adams mit einem Radiomikrometer, und andere. Wenn aber schon bei mittelharten Strahlungen die Messung nicht leicht ist, infolge der geringen verfügbaren Energien, so wird die Schwierigkeit bei einigermaßen harten Strahlen, wie sie für die Therapie allein in Frage kommen, sehr groß, wie eine einfache Überschlagsrechnung ergibt. Die einfallende Energie ist nämlich in 50 cm Abstand von der Antikathode etwa von der Größenordnung $7 \times 10^{-9} \frac{\text{cal}}{\text{sec} \times \text{cm}^2}$. Zu ihrer Absorption ist etwa eine Dicke von 1 mm Platin erforderlich. Hieraus kann man sich ausrechnen, daß bei völliger Vermeidung irgendwelcher Abkühlungsverluste, um das Platin um $^1/_{1000}{}^0$ zu erwärmen, eine Zeit von der Größenordnung 10^4 sec, also an 3 Stunden erforderlich wäre. Das sind sehr hohe Anforderungen für die Meßkunst. Eine weitere Schwierigkeit, auf diese Weise die Dosis zu bestimmen, folgt noch daraus, daß die Voraussetzung einer homogenen Strahlung niemals erfüllt ist. Wir haben es vielmehr stets mit einem kontinuierlichen Spektralbereich erheblicher Breite zu tun, dessen spektrale Energieverteilung wir kennen müßten, um mit Hilfe der Absorptionskoeffizienten die Dosis berechnen zu können. Das Problem

der Bestimmung der Energieverteilung ist jedoch bisher ebenfalls nur unvollständig gelöst.

Ich gehe daher nun zu anderen Methoden der Dosisbestimmung über, welche nicht die Wärmewirkung der Strahlen, sondern andere leichter meßbase Reaktionen benutzen. Die im folgenden besprochenen Methoden haben alle das miteinander gemeinsam, daß es nicht auf eine Messung der Gesamtintensität abgesehen wird. Vielmehr wird nur ein kleiner absorbierter Teil der auffallenden Röntgenenergie, also gerade dasjenige, was man beim Körpergewebe Dosis nennt, zur Erzeugung der meßbaren Reaktion benutzt und hieraus die Größe der Dosis erschlossen. Wollen wir nun an der Christenschen Dosisdefinition starr festhalten, so müssen wir von unseren Reagenzien zweierlei verlangen, nämlich einmal, daß die Maßzahl der Reaktion bei konstanter Strahlenqualität der absorbierten Energie proportional sei, zweitens daß die Absorption in unserem Reagens bei allen Strahlenhärten, die in Betracht kommen, zu der Absorption im Körpergewebe proportional sei. Sind diese beiden Bedingungen erfüllt, und kennen wir außerdem das Verhältnis zwischen der Maßzahl der Reaktion und der absorbierten Energie, so leisten unsere Reagenzien nicht nur das gleiche wie die thermischen Messungen, sondern sogar noch mehr, insofern als wir direkt die absorbierte Energie messen und uns zunächst um die spektrale Energieverteilung nicht zu kümmern brauchen. Diese wird erst wieder wichtig, wenn es an die Bestimmung der Sensibilitätskoeffizienten geht.

Wir wollen nun von diesem Standpunkt aus die gebräuchlichsten Dosierungsmethoden kritisch betrachten. Da wären zuerst zu nennen die weit verbreiteten Sabouraud-Noiré-Tabletten, das sind kleine Barium-Platin-Cyanür-Plättchen, die sich unter dem Einfluß der Röntgenstrahlen aus einem gelblich-grünen in einen mehr bräunlichen Ton verfärben. Der Grad der Verfärbung wird durch Vergleich mit einem Farbnormal evtl. unter Benutzung irgendwie abgestufter Filter festgestellt und bildet ein Maß für die Dosis. So bequem und einfach diese Methode auch ist, so muß man ihr doch den Vorwurf machen, daß sie weder unsere erste noch unsere zweite Forderung erfüllt. Die Proportionalität der zunächst ganz willkürlich angesetzten Verfärbungsskala mit der absorbierten Energie ist durch nichts garantiert. Die Proportionalität der Absorption mit derjenigen des Körpergewebes ist bestimmt nicht vorhanden und zwar deshalb nicht, weil sowohl das Platin als auch das Barium in dem praktisch in Frage kommenden Spektralbereich, der sich von 0,05 und weniger bis etwa 1,0 Å.-E. erstreckt, selektive Absorptionen zeigen, nämlich das Platin bei 0,16 Å.-E. und das Barium bei 0,33 Å.-E. Während das Körpergewebe, das fast nur aus leichten Atomen zusammengesetzt ist, keinerlei solche Selektivitäten aufweist. Berücksichtigt man noch, daß die Ablesung der Verfärbungsstufe, da es sich nur um ziemlich geringe Nuancierungen handelt, nur sehr ungenau möglich und z. B. von der Art der Beleuchtung abhängig ist, so wird man zugeben müssen, daß die Sabouraud-Noiré-Tablette ein recht unvollkommenes Reagens zur Dosisbestimmung ist. Ähnliche Einwände kann man gegen den sogenannten Kienböck-Streifen erheben. Dies ist ein Streifen photographischen Papieres, der nach der Bestrahlung nach genauer Vorschrift entwickelt und dann auf seine Färbung hin geprüft wird. Die Ablesung ist beim Kienböck-Streifen etwas sicherer als bei der Barium-Platin-Cyanür-Tablette. Jedoch wird durch den Einfluß der Entwicklung die Gefahr einer neuen Fehlerquelle in die Messung hineingebracht. Ich habe diese beiden Methoden etwas genauer besprochen, weil man ihnen in der Literatur häufig begegnet. Es gibt noch eine Reihe anderer seltener angewandter, teils photographischer, teils sonstiger chemischer Methoden, wegen deren ich auf die Fachliteratur verweisen muß. Genannt sei nur noch das Fürstenausche Intensimeter, das man in vielen Therapiezimmern stehen sieht, das aus einer Selenzelle besteht, deren Widerstandsänderung unter dem Strahleneinfluß ein Maß für die Dosis liefert. Es erfüllt ebenfalls nicht die beiden oben gestellten Bedingungen und zeigt außerdem alle Untugenden, insbesondere Trägheit und Ermüdung, die wir an Selenzellen gewohnt sind.

Ich wende mich nun einem anderen Reagens zu, dem eine größere Bedeutung zukommt. Das ist die atmosphärische Luft. Die atmosphärische Luft wird nämlich, wenn sie von Röntgenstrahlen getroffen wird, ionisiert. Der Grad der Ionisierung ist bei konstanter Strahlenqualität der absorbierten und damit auch der einfallenden Energie proportional und durch Bestimmung des Sättigungsstromes sehr genau meßbar. Da die Luft ebenso wie das Körpergewebe nur aus leichten Elementen besteht, so zeigt sie keinerlei Absorptionsselektivitäten innerhalb des in Frage kommenden Spektralgebietes. Die oben aufgestellten beiden Forderungen sind also erfüllt. Der Gedanke, die Definition des Dosisbegriffes auf der Ionisierungsfähigkeit der Luft aufzubauen, anstatt auf dem Energieinhalt der Röntgenstrahlen, der wohl erstmalig von Szilard[1]) als praktischer Vorschlag veröffentlicht worden ist, verdient also weiter verfolgt zu werden. Dies hat in Deutschland zunächst Friedrich[2]) getan in dem bekannten, gemeinsam

[1]) Szillard, Intern. Kongreß f. Radiumforschg. u. Elektrologie. Brüssel, Sept. 1910.

[2]) Krönig-Friedrich, Die physikalischen und biologischen Grundlagen der Strahlentherapie. Verl. v. Urban u. Schwarzenberg, Berlin 1918.



mit Krönig herausgegebenen Buche über die physikalischen und biologischen Grundlagen der Strahlentherapie. Er führte als Einheit der Dosis „diejenige Strahlenmenge, die in 1 ccm Luft durch die Ionisation eine Elektrizitätsmenge von einer elektrostatischen Einheit bei Sättigungsstrom transportiert", ein. Diese Dosis bezeichnete er als klein Deutsch „e", entsprechend der von Kohlrausch für die Einheit der Elektrizitätsmenge gewählten Bezeichnung.

Wir müssen uns darüber klar sein, daß mit dieser Festsetzung der Dosiseinheit die Christensche Definition der Dosis, die auf der absorbierten Energie beruht, verlassen worden ist; denn es ist keineswegs so, daß die gleiche absorbierte Röntgenenergie bei verschiedener Strahlenqualität auch gleiche Ionisierung bewirkt. Auch von Holthusen angestellte Überlegungen, auf die weiter unten zurückzukommen ist, nach welchen aus der Ionenzahl und der Wellenlänge der ionisierenden Strahlen auf dem Umwege über die Einsteinsche Beziehung $e \cdot V = h \cdot \nu$, und mit Hilfe von Angaben von Lenard über die Zahl der von einem Kathodenstrahlteilchen bestimmter Geschwindigkeit gebildeten Ionen die absorbierte Energie berechnet wird, sind erschüttert worden durch hier in Bonn von Boos[1]) angestellte Versuche. Boos fand nämlich, daß bei gleicher absorbierter Energie härtere Strahlen von etwa 0,32 Å.-E. Wellenlänge nur den dritten Teil derjenigen Ionenmenge erzeugten als weichere Strahlen von etwa 0,56 Å.-E., während nach Holthusen gerade das Umgekehrte der Fall sein sollte. Es sollten nämlich die weichen Strahlen nur etwa 80% der Ionenzahl der härteren Strahlen liefern. Wir müssen also, wenn wir die Friedricheinheit einführen wollen, darauf verzichten, die Dosis im Energiemaß auszudrücken. Das ist für den hier vorliegenden praktischen Zweck jedoch nur scheinbar ein Nachteil. Wie ich schon oben ausführte, muß ja nach Christen die biologische Dosis aus der physikalischen Dosis erst durch Multiplikation mit dem Sensibilitätskoeffizienten ermittelt werden. Es ist nun lediglich Definitionssache, ob diese Sensibilitätskoeffizienten den Zusammenhang der biologischen Dosis mit der energetisch definierten physikalischen Dosis oder mit der in Friedricheinheiten gemessenen Dosis vermitteln sollen. Natürlich haben sie in beiden Fällen verschiedene Zahlenwerte, die besonders zu ermitteln sind. Diese Ermittlung dürfte sich jedoch für die nach Friedrich gemessene Dosis leichter gestalten als für die energetisch definierte Dosis, da wir bei hierzu angestellten biologischen Versuchen die Dosis in Friedricheinheiten wohl ausmessen können, in energetischen Einheiten dagegen nicht.

[1]) Zeitschr. f. Phys. 10 (1922), S. 1—21.

Wir kommen nun zu der praktischen Frage, wie denn diese Ausmessung auszuführen sei. Der Weg, daß man einfach ein bestimmtes Luftvolumen in eine kleine, aus leitendem Material bestehende Kammer etwa von Fingerhutgestalt mit einer isoliert eingeführten Elektrode versehen einschließt, das Ganze bestrahlt und nun den Sättigungsstrom mißt, erwies sich sehr bald als nicht zuverlässig, da die Angaben solcher Kammern verschiedener Gestalt oder aus verschiedenem Material untereinander nicht übereinstimmen. Den Grund hierfür fand man in der sogenannten Wandwirkung, die darin besteht, daß aus der Wand der Kammer durch die Röntgenstrahlen Elektronen hoher Geschwindigkeiten freigemacht werden, die dann ihrerseits einen Beitrag zur Ionisation liefern, der meist viel größer ist als die direkt durch die Strahlen in der Luft erzeugte. Diese Wandwirkung wurde von Friedrich vermieden durch eine Kammerform, bei der die Röntgenstrahlen keine Wände zu passieren haben, die ich Ihnen in einem Projektionsbilde zeigen möchte (Fig. 1).

Der aus den 1 mm starken Al-Platten P_1 und P_2 im Abstande von 2 cm bestehende Kondensator befindet sich im Innern eines Messingrohres von 20 cm Länge und 5 cm Durchmesser. Die untere Platte P_2 von der Größe 6,5 × 1,5 cm ist rahmenförmig von der isolierten Platte P_3 umgeben, die nach Art der bekannten Schutzringschaltungen die Homogenität des Feldes zwischen den Kondensatorplatten gewährleistet, während nur der im Bereich der Platte P_2 übergehende Ionisierungsstrom zur Messung gelangt. Die 10 mm dicke Bleiplatte B mit kreisförmiger Bohrung D von 8 mm Durchmesser blendet das zu messende Strahlenbündel aus. Das vorn aufgesetzte Messingrohr M trägt eine zweite größere Bleiblende D_1 zur Fernhaltung ungewollter Strahlung. Die mittlere Elektrode P_2 wurde mit einem Fadenelektrometer verbunden und auf 220 Volt aufgeladen. Die Messung des Ionenstromes geschah durch Beobachtung der Entladungszeit. Diese Apparatur, die natürlich für die praktische Verwendung im Therapiezimmer zu diffizil ist, diente als Standard zur

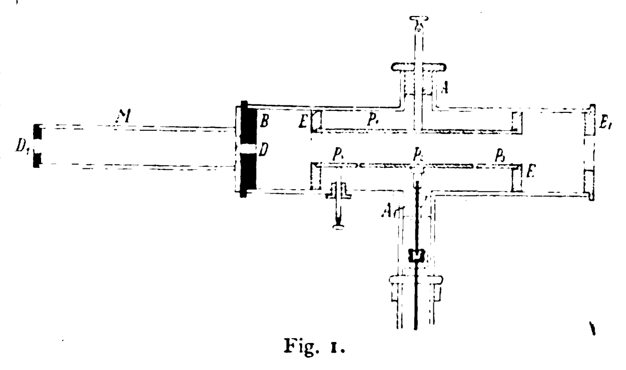


Fig. 1.

Eichung eines handlicheren Apparates mit kleiner Ionisierungskammer, der dann zu den praktischen Messungen benutzt wurde. Das Wesentliche an der Friedrichkammer besteht darin, daß sie es gestattet, die in einem wohldefinierten Luftraume durch die Wirkung der Strahlen erzeugte Ionenmenge in absolutem Maße zu bestimmen. Dennoch ist das eigentlich gesteckte Ziel, zu einem absoluten Maße der Strahlungsdosis zu gelangen, damit noch nicht erreicht worden, wie durch teils theoretische, teils experimentelle Untersuchungen von Holthusen[1]) dargelegt wurde. Holthusen machte nämlich auf die durch die bekannten Nebelkammerversuche von C. T. R. Wilson[2]) anschaulich nachgewiesene Tatsache aufmerksam, daß der Ionisierungsvorgang durch Röntgenstrahlen in der Weise verläuft, daß zunächst von den Luftmolekülen Elektronen hoher Geschwindigkeiten abgespalten werden, die dann längs ihrer Bahn im Gase durch Stoß den wesentlichen Teil der Ionen erzeugen. Die Geschwindigkeit dieser Elektronen und damit ihre Bahnlänge nimmt mit abnehmender Wellenlänge der Röntgenstrahlen erheblich zu, so daß die Räume, welche diese Elektronen benötigen, um ihre ganze Ionisierungsfähigkeit zur Geltung zu bringen, weit über das Volumen, das von den Röntgenstrahlen erfüllt wird, hinausgehen. Aus Untersuchungen von Lenard[3]) leitet Holthusen für eine Wellenlänge von 0,192 Å.-E. entsprechend einer Anregungsspannung von 64 kV. bereits eine praktische Wirkungsweite von 125 mm ab, die sich bei 0,15 Å.-E. Wellenlänge (82,3 kV.) auf 209 mm erhöht. Für ganz harte Strahlen, wie sie bei den höchsten im Therapiebetrieb anzuwendenden Spannungen von etwa 260 kV. erzeugt werden, kommt man sogar zu 700 mm. Derartig schnelle β-Strahlen kommen natürlich in der Friedrichkammer nicht zu ihrem Recht, da sie, ohne ihre volle Ionisierungsfähigkeit entfaltet zu haben, die Kondensatorplatten oder die Kammerwände treffen. Soll die größtmögliche Ionisierung erreicht werden, so muß den durch die Strahlen ausgelösten Elektronen der diesen Bahnlängen entsprechende Raum zur Verfügung stehen. Die zur Erhärtung dieser Anschauung von Holthusen ausgeführten Versuche bestanden darin, daß er an ein und derselben Röntgenstrahlung bei gleichem durchstrahlten Luftvolumen Ionisierungsmessungen mit verschieden großen Kammern ausführte. Er fand dabei in der Tat, daß zu kleine Kammern bei härterer Strahlung beträchtlich zu kleine Werte ergaben, und zog daraus den Schluß, daß man zur absoluten Dosisbestimmung Friedrichscher Definition Standardkammern verwenden müsse, die mindestens so groß sind, daß auch die raschesten von den Röntgenstrahlen ausgelösten Elektronen innerhalb der Kammer hinreichend Platz haben, sich im Luftraume totzulaufen und so mit ihrer vollen Ionisierungsfähigkeit zu wirken. Wollte man also die Friedrichsche Form der Standardkammer beibehalten, so müßte man für einigermaßen harte Röntgenstrahlen — und solche kommen für die Therapie allein in Betracht — zu sehr unbequemen Dimensionen übergehen. Die Gesamtabmessungen der Kammer würden groß werden im Vergleich zum durchstrahlten Luftvolumen, worunter die genaue Definition des letzteren, die ja nicht zu entbehren ist, leiden würde. Es ist daher ein anderer Ausweg vorgeschlagen und wohl von der Firma Siemens & Halske[1]) zuerst praktisch angewendet worden, der darin besteht, daß man die Reichweite der Elektronen im Innern der Kammer durch Erhöhung des Druckes herabsetzt. Man kann dann handliche Dimensionen beibehalten und hat gleichzeitig den Vorteil, daß die Ionisierungsströme infolge stärkerer Absorption größer und damit genauer meßbar werden. Dieses Prinzip ist darum auch vom Verfasser benutzt worden, um zu einer brauchbaren Standardapparatur zu gelangen. Im folgenden soll gleich die einstweilen als die beste befundene Form der Apparatur beschrieben werden, da eine Reihe von Vorversuchen kein anderes Ergebnis hatte, als daß die Holthusenschen Anschauungen im wesentlichen bestätigt wurden.

Als Strahlenquelle diente eine Coolidgeröhre mit W-Antikathode, die im Innern eines großen Bleischrankes mit 6 mm dickem Bleipanzer[2]) angebracht war, aus dem die Röntgenstrahlen nur in Form beliebig auszublendender Strahlenbündel heraustreten konnten, so daß irgendwelche vagabundierenden Strahlen im Laboratoriumsraum gänzlich ausgeschlossen waren. Die Röhre wurde durch einen eisengeschlossenen Transformator von etwa 5 kW. Leistung, der bis 220 kV. Scheitelspannung liefern konnte[3]), über ein Glühkathodenventil mit Stromstärken bis zu höchstens 2 MA. gespeist. Die Höhe der Spannung wurde aus der gemessenen Primärspannung mit Hilfe des vorher bestimmten Übersetzungsverhältnisses berechnet. Bei den geringen Stromstärken kann der Span-

[1]) Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstrahlen **26** (1919), S. 211, und Becker u. Holthusen, Ann. d. Phys. [4] **64** (1921), S. 625.

[2]) Jahrbuch d. Radioakt. und Elektronik **10** (1913), S. 34.

[3]) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten. Abh. d. Heidelberger Ak. d. W. 1918, Nr. 5.

[1]) D.R.P. Nr. 362456.

[2]) Diesen Bleischrank sowie auch andere Hilfsmittel verdankt der Verfasser der Osram-Kommanditgesellschaft, die die Arbeiten in großzügiger Weise unterstützte und dadurch die Durchführung in der hier beschriebenen Weise ermöglichte.

[3]) Von der Firma Siemens & Halske freundlichst zur Verfügung gestellt.

nungsabfall des Transformators sowie des Glühventiles vernachlässigt werden, zumal da es auf eine sehr genaue Kenntnis der Spannung, wie weiter unten gezeigt werden wird, nicht ankommt.

Die Konstruktion der Druckluftionisierungskammer geht aus der Fig. 2 hervor.

Auf das gezogene Messingrohr *M* von 7 cm lichtem Durchmesser sind an beiden Enden die Flansche *F F* und die rautenförmigen Augen *A A A* hart aufgelötet. Die beiden 5 mm starken Messingdeckel *D D* tragen kleine ringförmige Wulste *W W*, die in entsprechende Nuten der Flansche hineinpassen. Durch je 12 Schraubbolzen *B B* werden die Deckel auf den Flanschen festgepreßt. Zur Dichtung dienen Bleizwischenlagen. In den Deckeln befinden sich Löcher *L L*, an der Vorderseite von 8, an der Rückseite von 4 mm Durchmesser, die von der Innenseite aus durch aufgekittete Zelluloidfenster *Z Z* von 1 mm Stärke verschlossen sind. Der vordere Deckel trägt außerdem einen Halter *H* zum Einsatz verschiedener Bleiblenden. Die Einführung der drei stabförmigen Elektroden *E E E* aus 3 mm dickem Al geschieht durch geeignet geformte Kappen *K K K*,

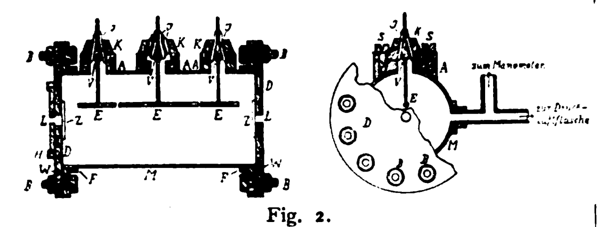


Fig. 2.

die konisch ausgebohrt sind und durch kräftige Schrauben *S* unter Verwendung von Bleidichtungen mit Nut und Wulst auf die Augen aufgepreßt werden. Die Elektrodenhalter trugen an der Durchführungsstelle konische Verdickungen *V V V* und sind gegen die Kappen durch sorgfältig eingeschliffene und mit ganz wenig Wachs eingekittete Hartgummiisolatoren *J J J* isoliert. Der Isolator der mittleren Elektrode ist durch einen Messingschutzring *R* unterteilt. Durch ein seitliches Ansatzrohr, an das zugleich ein Präzisionsmanometer angeschlossen ist, wird die Kammer mit Druckluft gefüllt. Die ganze Kammer ist aus Gründen, die weiter unten erörtert werden, mit Papier ausgekleidet, das durch einen Graphitüberzug leitend gemacht ist.

Zur Messung der Ionenströme dient die in der Fig. 3 schematisch dargestellte Schaltung.

Spannungsquelle für den Ionisierungsstrom sind zwei große parallel geschaltete Meirowskykondensatoren *K* von je 0,01 MF. Kapazität für 10000 V. eff. Betriebsspannung, da bei hohen Drucken Spannungen in dieser Größenordnung erforderlich sind, um Sättigung zu erzielen. Die Kondensatoren werden durch einen mit 50periodigem Wechselstrom gespeisten kleinen Stufentransformator *S.-T.* über ein Glühventil *G.-V.* gleichsinnig aufgeladen. Zur kontinuierlichen Spannungsregulierung ist auf der Niederspannungsseite der Regulierwiderstand *R.-W.* vorgeschaltet. Durch das statische Voltmeter *S.-V.* wird die Spannung an den Kondensatoren kontrolliert. *H.-T.* ist der Heiztransformator, *H.-A.* das Heizstromamperemeter für die Glühkathode des Ventils. Die Plusseite der Kondensatoren ist geerdet. Die negative Spannung ist über einen Silitwiderstand W_1 von der Größenordnung 10^6 Ohm durch den Isolator J_2 in das Innere eines geerdeten Blechkastens geführt, in dem sich die eigentliche Meßanordnung befindet. Von diesem Blechkasten geht ein durch den Isolator J_1 eingeführtes Kabel[1]) vorzüglichster Isolation, das drei konzentrische Leiter enthält, zur Druckluftkammer *D.-K.*, und zwar ist die negative Spannung durch den äußeren Metallmantel des Kabels dem Kammergehäuse zugeleitet. Die beiden

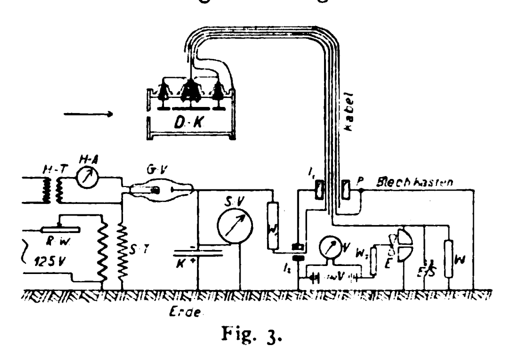


Fig. 3.

äußeren Elektroden der Kammer sind untereinander und mit dem Schutzring der mittleren Elektrode verbunden und an den Zwischenmantel des Kabels gelegt, der im Innern des Blechkastens bei *P* geerdet ist. Dieser Zwischenmantel dient als „Schutzring" für den Zentralleiter des Kabels, der die mittlere Elektrode der Kammer mit dem einen Quadrantenpaar eines Dolezalekelektrometers *E* verbindet. Das andere Quadrantenpaar ist geerdet. Parallel zum Elektrometer liegt ein hoher Widerstand von der Größenordnung 10^9 Ohm. Die Nadel des Elektrometers ist über einen Schutzwiderstand W_2 mit dem negativen Pol einer kleinen Akkumulatorenbatterie (Bornhäuserelemente) von 100 Volt verbunden, deren positiver Pol geerdet ist. Das Voltmeter *V* dient zur Kontrolle der Hilfsladung. *E.-S.* ist ein Erdschlüssel zum Kurzschluß des Elektrometers. Der Stromverlauf in dieser Anordnung ist demnach folgender: Von der negativen Belegung der Kondensatoren *K* über den Widerstand W_1 und den äußeren Kabelmantel zum Druckkammergehäuse, durch die ionisierte

[1]) Von der Firma Siemens & Halske freundlichst zur Verfügung gestellt.



Luft zur mittleren Elektrode der Kammer und von da durch den Mittelleiter des Kabels über den Widerstand W zur Erde und dann zur positiven Belegung der Kondensatoren K. Das Elektrometer mißt also den Spannungsabfall v am Widerstande W, woraus der Ionisierungsstrom $i = \frac{v}{W}$ zu berechnen ist. Es sei noch erwähnt, daß zur Speisung des Stufentransformators eine sehr konstante Wechselstromquelle erforderlich ist. Spannungsschwankungen haben nämlich auf dem Wege über die Kapazitäten, die die gesamte Anordnung unvermeidlich enthält, beträchtliche Ladungsstöße auf das Elektrometer im Gefolge, so daß der Nullpunkt desselben unbestimmt wird. Aus diesem Grunde ließ sich die städtische Zentrale hier nicht verwenden. Anstatt dessen wurde ein besonderer Gleichstrom-Wechselstrom-Umformer benutzt, der durch eine Akkumulatorenbatterie angetrieben wird.

Um den Ionisierungsstrom $i = \frac{v}{W}$ in Ampere angeben zu können, muß v in Volt und W in Ohm bekannt sein. Die Elektrometerempfindlichkeit, die natürlich abhängig ist von der Hilfsladung der Nadel und somit von dem Ladezustand der kleinen Akkumulatorenbatterie, mußte also des öfteren bestimmt werden. Dies geschah in bekannter Weise durch Abzweigen mittels eines Wolfschen Widerstandskastens von einer mit einem Präzisionsvoltmeter gemessenen Spannung geeigneter Höhe[1]) und ergab stets genau geradlinige Eichkurven bei Empfindlichkeiten von 1,13 bis $1{,}14 \times 10^{-3}$ Volt pro Skalenteil, die mit einer Genauigkeit von etwa 1 ‰ zu bestimmen waren. An Stelle des Widerstandes W erwiesen sich als äußerst bequem und praktisch Glasstäbe von etwa 5 mm Durchmesser, die nach einem dem Verfasser nicht näher bekannten Verfahren mit einem äußerst dünnen Niederschlag von metallischem Silicium überzogen waren.[2]) Mit diesen Widerständen ließ sich vorzüglich arbeiten. Dagegen machte ihre genaue Messung beträchtliche Schwierigkeiten, die daher rührten, daß diese Widerstände bei Belastung mit Strömen von der Größenordnung 10^{-9} bis 10^{-8} Amp., wie man sie für genaue galvanometrische Messungen mindestens benötigt, bereits ihren Wert verändern in dem Sinne, daß der Widerstand mit wachsender Belastung sinkt. Ihre Eignung zur relativen Ionenstrommessung wird hierdurch noch nicht beeinträchtigt, da es sich dabei um Ströme von nur 10^{-12} Amp. handelt. Zur absoluten Messung benutzte Verfasser daher einen polarisationsfreien Flüssigkeitswiderstand aus sog. Magnaninischer Lösung, wie er in einer früheren Veröffentlichung[1]) genauer beschrieben ist. Ein solcher Widerstand ergab bei Strömen von 10^{-6} Amp. und mehr, die in einem hochempfindlichen Drehspulengalvanometer von 10000 Ohm Gesamtwiderstand sehr genau gemessen werden konnten, den von der Belastung unabhängigen Wert

$$1{,}452 \times 10^{9} \text{ Ohm.}$$

Die absolute Messung der Ionisierungsströme war also mit einer Genauigkeit von einigen Promille möglich. Die gesamte Empfindlichkeitsbestimmung der Anordnung, bestehend aus Eichung des Drehspulengalvanometers, Messung des Flüssigkeitswiderstandes, Eichung des Elektrometers, war jedoch recht umständlich und zeitraubend, so daß sie nicht allzu häufig ausgeführt werden konnte. Um sie weniger oft notwendig zu machen, wurde ein Standard für den Ionisierungsstrom selber angefertigt nach Art eines Bronsonwiderstandes, aber in etwas anderer Verwendungsart. Der Standard

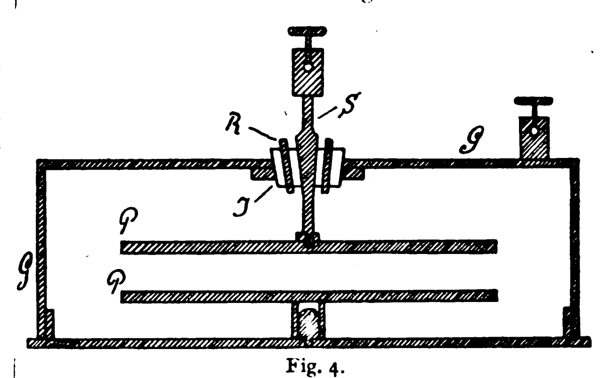


Fig. 4.

besteht aus einem mit Uranoxyd beschickten Luftkondensator, wie er in Fig. 4 dargestellt ist.

Der eigentliche Kondensator wird durch zwei je 2 mm dicke kreisförmige Zinkplatten PP von 10 cm Durchmesser gebildet, die sich in einem Abstande von 2 cm gegenüberstehen. Der Kondensator befindet sich in einem Gehäuse G aus Messing und Zink, mit welchem die untere Platte leitend verbunden ist. Die obere Platte wird durch einen zugleich als Zuleitung dienenden Stift S gehalten, der mittels eines konischen Hartgummiisolators J, der durch einen Schutzring R aus Messing unterteilt ist, in den Deckel des Gehäuses eingeführt ist. Die oberen Seiten beider Platten sind mit einer aufgeschlämmten Schicht von Uranoxyd bedeckt. Da die ionisierende Wirkung des Urans, wenn man es in nicht zu kleiner Oberfläche anwendet, so daß die Schwankungen keine Rolle mehr spielen, außerordentlich konstant ist, so liefert ein solcher Kondensator in Gestalt seines Sättigungsstromes einen guten Stromstandard. Fig. 5 zeigt den Verlauf des Stromes in dem be-

[1]) Kohlrausch, 14. Auflage, S. 585.

[2]) Von der Firma Siemens & Halske freundlichst zur Verfügung gestellt.

[1]) Zeitschr. f. Phys. **3** (1920), S. 51 ff.



schriebenen Kondensator als Funktion einer zwischen Gehäuse und isolierter Platte angelegten Spannung in willkürlichen Einheiten.

Die zunächst sehr steil ansteigende Stromkurve biegt in der Gegend von 20 Volt um und nähert sich, immer flacher werdend, ganz allmählich dem Sättigungswert, der freilich bei 200 Volt noch keineswegs erreicht ist. Doch ist der Verlauf der Kurve bei 100 Volt bereits so flach, daß Unterschiede in der Spannung von 10% Änderungen des Stromes von noch nicht 1% zur Folge haben.

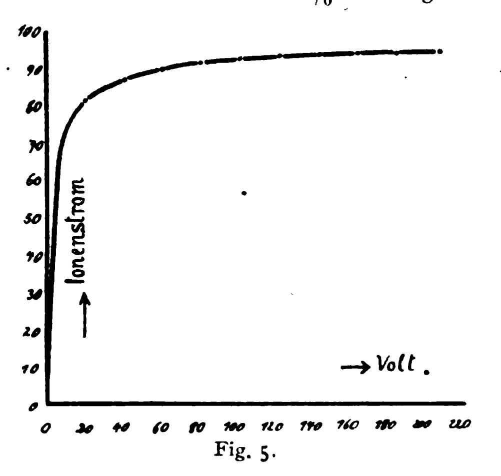


Fig. 5.

Der Strom bei 100 Volt wurde als Standardwert angenommen und kleine Abweichungen von dieser Spannung durch Korrekturen berichtigt.

Stärker als durch kleine Spannungsschwankungen wird jedoch der Stromwert des Standardkondensators durch Schwankungen der Luftdichte, wie sie durch wechselnden Barometer- und Thermometerstand angezeigt werden, beeinflußt. Dies rührt daher, daß die Reichweite der Strahlen des Urans, welche die Ionisierung hervorrufen, in dem Kondensator bei wechselndem Druck verschieden gut ausgenutzt wird. Um die Größe dieser Einflüsse kennen zu lernen, wurde der ganze Kondensator unter den Rezipienten einer Luftpumpe gesetzt und nun der Strom bei einer Spannung von 100 Volt bei verschiedenen Dichtegraden der Luft in absolutem Maße gemessen.

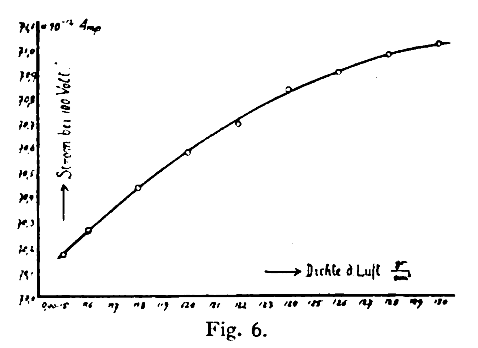


Fig. 6.

Die so gefundenen Werte sind aus der graphischen Darstellung der Fig. 6 ersichtlich, welche die Stromwerte in absolutem Maße als Funktion der Luftdichte zeigt.

Da die Luftdichte aus dem Barometerstand und der Temperatur leicht zu ermitteln ist[1]), ist damit auch der Stromwert jederzeit in absolutem Maße gegeben. Sehr bequem für den praktischen Gebrauch ist die Darstellung in Form eines Nomogrammes, das den Strom als Funktion von Thermometer- und Barometerstand unmittelbar abzulesen gestattet, indem man durch Anlegen eines Lineales

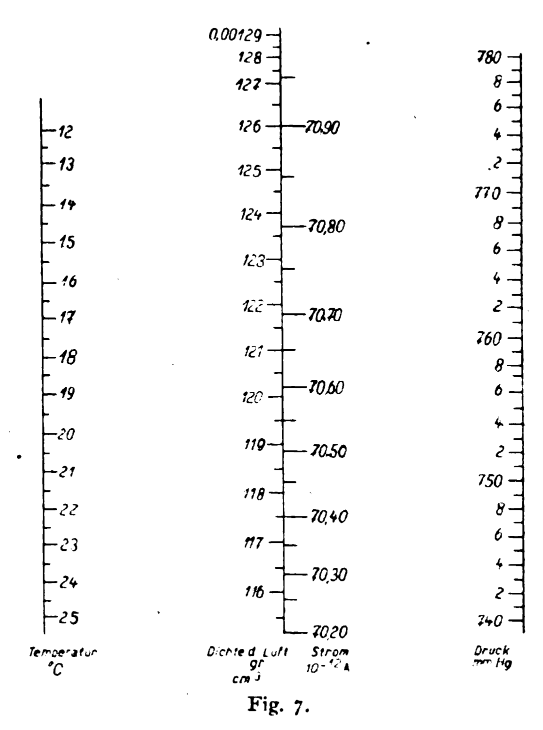


Fig. 7.

feststellt, an welcher Stelle die Verbindungsgerade der Punkte der Thermometerskala und der Barometerskala die Dichte- bzw. Stromskala schneidet. Ein solches Nomogramm ist in Fig. 7 dargestellt.

Mit dem beschriebenen Standard ist es, nachdem sein Stromwert einmal absolut bestimmt ist, möglich, durch eine einzige Messung die gesamte Anordnung in absolutem Maße zu eichen und dauernd unter Kontrolle zu halten.

Es war nunmehr erforderlich, die Druckluftkammer daraufhin zu untersuchen, ob sie wirklich geeignet ist, ein absolutes Maß für die Strahlendosis zu liefern. Hierzu mußte zunächst die Höhe der Sättigungsspannungen für verschiedene Drucke ermittelt werden, die bei höheren Drucken recht beträchtlich werden. Einige bei verschiedenen Drucken und Spannungen aufgenommene Stromkurven zeigt Fig. 8.

---

[1]) Tabelle in Kohlrausch, 14. Auflage, S. 760.

Es ist daraus zu ersehen, daß die zur Sättigung erforderliche Spannung mit wachsendem Druck stärker als linear ansteigt, so daß die Sättigungsspannung bei 10 at etwa 3200 Volt beträgt.

Im Anschluß an Friedrich definieren wir nun als Einhett „e" der Röntgenstrahlendosis diejenige Strahlenmenge, die pro ccm durchstrahlter Luft von Normalzustand (18° C, 760 mm Hg-Druck, 0,00121 g/cm Dichte) einen Sättigungsstrom von solcher Größe hervorruft, daß insgesamt eine Elektrizitätsmenge von einer elektrostatischen Einheit transportiert wird. In dieser Einheit sollen die Angaben unserer Meßapparatur jeweils ausgedrückt werden. Wenn unsere Kammer unter allen Umständen und bei jeder Strahlenqualität richtig mißt,

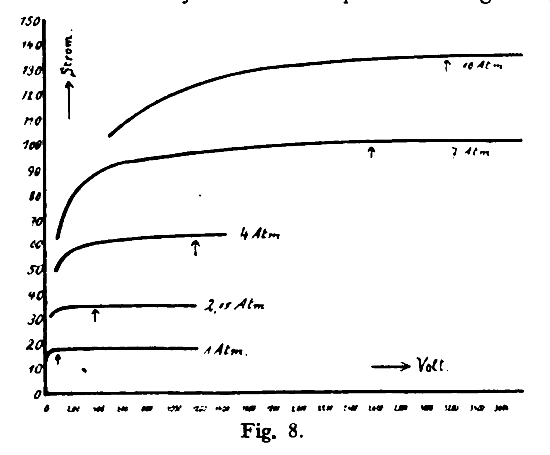


Fig. 8.

so müßten die gemessenen Ionisierungsströme bei weichen und bei harten Strahlen in gleicher Weise mit zunehmendem Druck linear wachsen. Wähle ich mir also zwei bestimmte konstante Strahlungen von nahezu gleicher Ionisierungsleistung, aber recht verschiedener Qualität aus und bilde nun das Verhältnis Q der durch diese Strahlungen erzeugten Ionisierungsströme in der Form

$$Q = \frac{J \text{ weich}}{J \text{ hart}},$$

so muß Q als Funktion des Druckes eine Konstante sein. Diese Konstanz von Q kann uns also als Kriterium dafür dienen, daß weder die harten noch die weichen Strahlen bevorzugt werden. Nun wissen wir aber aus den Holthusenschen[1]) Darlegungen, daß bei niedrigen Drucken Abweichungen zu erwarten sind und zwar in dem hier vorliegenden Spezialfall aus zweierlei Gründen. Einmal werden nämlich bei niedrigem Druck bei den harten Röntgenstrahlen die ausgelösten Elektronen nicht voll ausgenützt, wie dies oben bereits geschildert war. Dies hätte eine Verkleinerung von J hart bei niedrigem Druck im Gefolge. Zweitens aber kommt ein Einfluß der Zelluloidfenster, die von der Röntgenstrahlung durchsetzt werden, hinzu. In diesen Fenstern werden nämlich ebenfalls schnelle Elektronen ausgelöst und zwar wegen der größeren Dichte des Zelluloids in wesentlich größerer Anzahl als in der Luft. Diese Elektronen fliegen bei harten Strahlen und niedrigen Drucken über den Raum der beiden äußeren Schutzelektroden der Kammer hinaus in den Bereich der mittleren Elektrode und bewirken hier

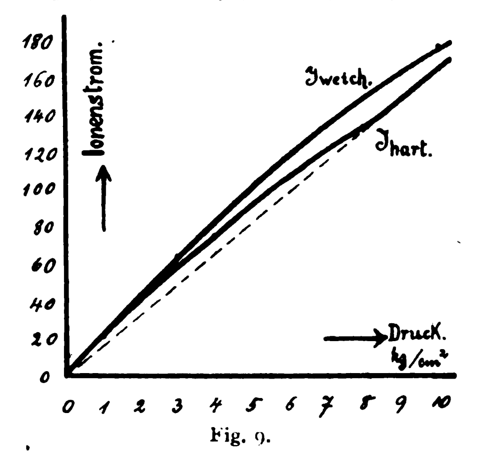


Fig. 9.

eine Vergrößerung des Stromes J hart. Der Ionisationsausfall infolge ungenügender Elektronenausnützung und die Wirkung der Fenster wirken also einander entgegen und zwar überwiegt die letztere, wie die nun folgenden Messungen[1]) zeigen. Es wurden folgende beiden Strahlungen miteinander verglichen: Als extrem weiche Strahlung eine völlig ungefilterte bei 51 kV. Scheitelspannung erzeugte, als harte Strahlung, wie sie in der Therapie Verwendung findet, eine solche, die durch 0,5 mm Zn + 1 mm Al gefiltert war, bei 185 kV. Scheitelspannung. Den Verlauf der Ionisierungsströme als Funktion des Druckes zeigt Fig. 9.

Das typisch verschiedene Aussehen beider Kurven ist unverkennbar. Während die Kurve für die weiche Strahlung überall eine nahezu gleichmäßige sanfte, nach oben konvexe Krümmung zeigt, ist die Kurve für die harte Strahlung nur anfangs konvex, wird bei etwa 7 at konkav, um zum Schluß geradlinig zu verlaufen. Die rückwärtige Ver-

[1]) Über Ionisation unter Druck, welche durch γ-Strahlen hervorgerufen wurde, liegen aus früherer Zeit einige Untersuchungen vor, z. B. T. H. Laby u. C. W. C. Kaye, Phil. Mag. **16** (1908), S. 879; W. Wilson, Phil. Mag. **17** (1909), S 216; D. H. C. Florance, Phil. Mag. **25** (1913), S. 172. Die dort beschriebenen Beobachtungen nebst daraus gezogenen Schlüssen zeigen vielfache Analogien mit den Erscheinungen bei Röntgenstrahlen.

[1]) Die Kompensation des Ionisierungsausfalles durch sog. „Wandwirkung" bei kleinen Kammern ist auch von Becker u. Holthusen in den Kreis ihrer Untersuchungen gezogen worden. l. c.

2*



längerung des geradlinigen Teiles geht durch den Nullpunkt hindurch. Die Deutung dieses Verlaufes liegt auf der Hand. Die extrem weiche Strahlung, von der man zunächst einen streng geradlinigen Verlauf erwarten möchte, wird durch die Absorption in der Druckluft bereits merklich in ihrer Intensität geschwächt, was das Absinken bei zunehmendem Druck im Gefolge hat. Die harte Strahlung dagegen zeigt in ihrem oberen Ende wirklich den idealen geradlinigen Verlauf. Unterhalb etwa 8 at lagert sich darüber jedoch ein Ionisierungsüberschuß infolge der „Wandwirkung" der Fenster. Aus der Fig. 9 läßt sich der prozentuale Anteil der Wandwirkung als Differenz der gestrichelt eingezeichneten idealen Geraden und der wirklich gemessenen Kurve angenähert entnehmen. Die so abgelesenen Werte sind in Fig. 10 als Funktion des Druckes graphisch dargestellt und zeigen ein nahezu geradliniges Abnehmen.

Aus Vorstehendem ist zu schließen, daß die harte Strahlung bei Drucken von mehr als 8 at wirklich unserer oben aufgestellten Definition entsprechend absolut richtig gemessen wird. Für die extrem weiche Strahlung dagegen sind Drucke von 8 at bereits zu hoch, da die Absorption in der Druckluft bewirkt, daß die Intensität der Strahlung innerhalb der ganzen Kammer nicht mehr genügend konstant bleibt. Daß bei der weichen Strahlung die Absorption in der Luft schon eine beträchtliche Rolle spielt, zeigt sich ebenfalls deutlich, wenn man Messungen in verschiedenem Abstande der Mitte der Druckkammer vom Antikathodenbrennfleck ausführt. Falls keine nennenswerte Absorption stattfindet, muß natürlich das quadratische Ausbreitungsgesetz gelten: $J_a = \frac{J_1}{a^2}$ (J_1 = Intensität im Abstande 1, J_a = Intensität im Abstande a). Kommt dagegen der Strahlung ein merklicher Absorptionskoeffizient μ zu, so gilt das Gesetz $J_a = \frac{J_1}{a^2} \cdot e^{-\mu a}$. Messungen bei drei verschiedenen Abständen ergaben folgende Werte:

Nr.	Abstand a	a^2	J_a (hart)	J_a hart) $\times a^2$	J_a (weich)	J_2 (weich) $\times a^2$
1	79,5 cm	6320	110,0	695000	105,4	666000
2	117,0 „	13700	49,9	684000	43,9	602000
3	164,0 „	26900	25,6	688000	19,7	530000

Die Größe $J_a \cdot a^2$ ist bei der harten Strahlung konstant. Bei der weichen dagegen nimmt sie mit wachsendem a deutlich ab. Berechnet man aus obigen Werten μ zahlenmäßig, so findet man einen mittleren Wert von 0,0027 cm^{-1}. Dieser Wert für μ läßt sich benützen, um den Verlauf der Kurve J weich der Fig. 9 theoretisch zu berechnen. Bezeichnet man dazu die Intensität der durch die Druckluft nicht beeinflußten Strahlung mit E_0, so ergibt sich für die auf dem Wegelement dl im Innern der Kammer im Abstande l vom vorderen Fenster beim Druck p absorbierte Energie der Ausdruck (vgl. Fig. 11):

$$dE = E_0 \cdot e^{-p \cdot \mu l} \cdot p \cdot \mu \cdot dl.$$

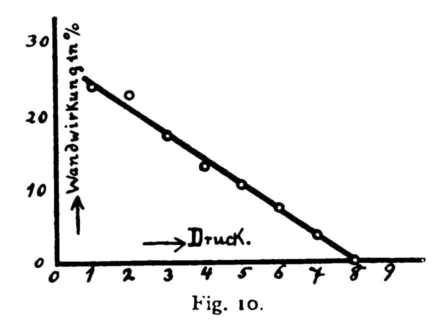


Fig. 10.

Die gesamte innerhalb des Meßraumes absorbierte Energie, welche dem gemessenen Ionenstrom J weich proportional ist, wird:

$$E = \int_a^{a+b} E_0 \cdot e^{-p\mu l} \cdot p\,\mu \cdot dl \sim J\,\text{weich},$$

wo unter a der Abstand von der vorderen Kante der mittleren Elektrode der Kammer bis zum

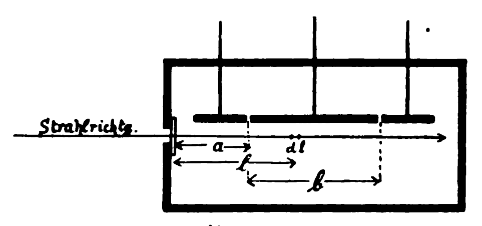


Fig. 11.

vorderen Fenster der Kammer, in unserem Falle 4,6 cm, und b die Länge des Meßraumes = 6,6 cm zu verstehen ist. Die Integration ergibt:

$$E = E_0 \cdot [e^{-p \cdot \mu \cdot 4,6} - e^{-p \cdot \mu \cdot 11,2}] \sim J\,\text{weich}.$$

Die Größe $\frac{J\ \text{weich}}{e^{-p \cdot \mu \cdot 4,6} - e^{-p \cdot \mu \cdot 11,2}}$ muß demnach eine konstante werden. Die zahlenmäßige Rechnung ergibt:

p	$e^{-p \cdot \mu \cdot 4,6} - e^{-p \cdot \mu \cdot 11,2}$	J weich (beob.)	$\frac{J\ \text{weich}}{e^{-p \cdot \mu \cdot 4,6} - e^{-p \cdot \mu \cdot 11,2}}$
1	0,0175	21,5	1228
2	0,0342	43,0	1257
3	0,0502	63,5	1265
4	0,0656	82,0	1250
5	0,0800	101,0	1263
6	0,0942	118,0	1253
7	0,1077	134,0	1244
8	0,1203	149,0	1239
9	0,1323	163,0	1232
10	0,1445	177,0	1225

was man wohl in Anbetracht des sicherlich nicht sehr genauen Wertes von μ als befriedigende Bestätigung der oben gegebenen Erklärung für den Verlauf der Kurve J_{weich} ansprechen darf. Man kann also auch extrem weiche Strahlen bei hohen Drucken richtig ausmessen, sofern man nur den Absorptionskoeffizienten besonders bestimmt und bei der Auswertung berücksichtigt.

Ehe wir aber die beschriebene Kammer endgültig als zur absoluten Dosismessung brauchbar erklären, sind noch zwei Fragen zu erörtern, die durch die bisher beschriebenen Versuche noch nicht geklärt sind. Die eine Frage ist die nach der genügenden Definition der Strahlenbündel durch die Bleiblenden. Eine harte Strahlung läßt sich nämlich durch solche Blenden nicht völlig exakt begrenzen, einmal weil das Blei nicht ganz undurchlässig ist und außerdem, weil an den Rändern der Blende Sekundärstrahlen erzeugt werden. Diese Störungen müssen um so stärker

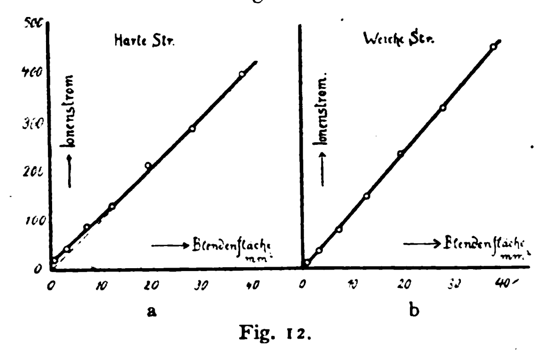


Fig. 12.

in Erscheinung treten, je länger der Blendenrand im Vergleich zur Fläche der Blendenöffnung ist, d. h. je enger die Blende ist. Es wurden daher an der weichen sowohl wie an der harten Strahlung Messungen mit verschiedenen Blendendurchmessern ausgeführt, deren Ergebnisse in Fig. 12a und b veranschaulicht sind. Man sieht bei der weichen Strahlung (Fig. 12b) völlige Proportionalität zwischen Ionenstrom und Blendenfläche, während diese Proportionalität bei der harten Strahlung erst bei Blendenflächen von mehr als etwa 20 mm^2 eintritt, was einem Durchmesser von über 5 mm entspricht. Bei 7 mm Durchmesser, wie sie später verwandt wurden, sind also keine Störungen mehr zu befürchten.

Der zweite noch zu untersuchende Punkt betrifft die Streuung innerhalb der Druckkammer. Besonders bei harter Strahlung wird ein kleiner Teil von der die Druckluft durchsetzenden Strahlung diffus nach allen Richtungen gestreut und gelangt so auf die Wandungen der Kammer. Der Beitrag, den diese Streustahlung selber direkt zum Ionenstrom liefert, ist verschwindend klein. Dagegen löst die Streustrahlung auf den Kammerwänden schnelle Elektronen aus, deren Zahl bei einem Wandmaterial von hohem Atomgewicht eventuell beträchtlich sein und somit die Ionenstrommessung beeinflussen könnte. Nun haben Berg und Ellinger[1]) gezeigt, daß die Elektronenemmission eine Funktion der Atomzahl ist und mit dieser ganz erheblich ansteigt. Insbesondere verhalten sich die Zahlen der durch eine und dieselbe Röntgenstrahlung an Pb, Cu und C emittierten Elektronen ungefähr wie 170:50:5. Wenn man dies benützt, kann man sich über die Größe des Einflusses dieser Elektronen Rechenschaft geben, indem man die Kammer nacheinander mit Pb-Folie, mit graphitiertem Papier oder gar nicht ausfüttert und nun eine und dieselbe Strahlung ausmißt. Dies wurde für die oben bereits benutzte harte Strahlung ausgeführt und ergab folgende Werte für den Ionenstrom:

Wandmaterial:	Ionenstrom:
Papier mit Graphit	298
Messing	311
Blei	322

Bezeichnet man nun den durch die Luft allein erzeugten Strom als J_0, den durch die Wandwirkung bewirkten Zusatzstrom mit Z und den Gesamtstrom mit J, so kann man die drei Gleichungen aufstellen:

$$J_{Papier} = J_0 + Z_{Pap.}, \quad J_{Messing} = J_0 + Z_{Messing},$$
$$J_{Pb} = J_0 + Z_{Pb},$$

zu denen aus den Messungen von Berg und Ellinger die Doppelbeziehung

$$Z_{Pap.} : Z_{Messing} : Z_{Pb} = 1 : 10 : 34$$

hinzukommt. Von diesen Beziehungen kann man je drei herausgreifen und zur Bestimmung von $Z_{Pap.}$, $Z_{Messing}$ und Z_{Pb} in Prozenten von J_0 benutzen. Man findet dann für die Zusatzströme folgende Werte:

Z_{Pb} :	6—8%	je nach Wahl der Bestimmungsgleichungen.
$Z_{Messing}$:	1—5%	
Z_{Papier} :	unter 1/2%	

Bei der Auskleidung mit Papier ist also eine Fälschung der Messungen durch die Streustrahlung bis auf einen zu vernachlässigenden Betrag vermieden.

Damit sind alle in Frage kommenden Einflüsse untersucht mit dem Ergebnis, daß die Druckkammer geeignet ist, Röntgenstrahlungen von der hier benützten Art in absoluten Maße auszumessen. Will man noch erhebliche härtere Strahlungen ausmessen, so hat man die Kammerdimensionen zu

[1]) Wissensch. Veröffentl. Siemens-Konzern **2** (1922), S. 338. Vgl. auch G. Shaerer, Phil. Mag. (6) **44** (1922), S. 793.



vergrößern und den Druck zu erhöhen. Der Gang einer Messung ist, um es kurz zusammenzufassen, folgender

1. Eichung der Strommeßanordnung in absolutem Maße und Auswertung des Uranstandards. (Nur in größeren Zwischenräumen ab und zu erforderlich.)

2. Eichung der Strommeßanordnung mit Hilfe des Uranstandards unter Berücksichtigung des Thermometer- und Barometerstandes. (An jedem Tage, an dem gemessen werden soll, mindestens einmal auszuführen.)

3. Ausmessung der Röntgenstrahlung mit der Druckkammer bei ungefähr 10 kg/cm² unter Berücksichtigung des genauen Druckes und der Temperatur. Reduktion des Ergebnisses auf 1 ccm Luft von Normaldichte (0,00121 gr/cm³). Angabe des Ergebnisses in „e/sec".

Die so ausgemessene Röntgenstrahlung kann nun wieder benutzt werden, um einen im praktischen Therapiebetriebe gebräuchlichen Dosismesser zu eichen. Schon wegen ihrer Kompliziertheit eignet sich die beschriebene Anordnung nicht für die ärztliche Praxis. Es kommen aber noch andere Gründe hinzu. Es ist wegen des großen Einflusses der Streustrahlung in Form der sogenannten Streuzusatzdosis bei der Tiefentherapie erforderlich, die Dosis an der Stelle und unter den Bedingungen zu messen, wie sie im praktischen Fall vorliegen. Die Ionisierungskammer muß also in den Körper des Patienten oder doch mindestens in ein diesen ersetzendes Phantom hineingebracht werden. Beides ist mit der Druckkammer ausgeschlossen. Man muß hierzu ganz kleine Kammern nehmen von einem Volumen von nur etwa 1 cm³, die noch dazu so konstruiert sein müssen, daß sie die Strahlung möglichst aus allen Richtungen gleichmäßig aufzunehmen vermögen und zudem die Strahlungsverteilung in ihrer Umgebung möglichst wenig beeinflussen. Ein in dieser Hinsicht völlig ideales Meßgerät wird sich wohl kaum herstellen lassen. Doch wurde bereits von Friedrich[1]) der Weg zu einer ziemlich guten Annäherung gezeigt durch die Konstruktion von Kleinkammern, die seither Eingang in die medizinische Praxis gefunden haben in Form der meist als „Jontoquantimeter" oder ähnlich bezeichneten Apparate. Eine solche Kleinkammer besitzt auch der Dosismesser der Firma Siemens & Halske, bei welchem die Ionenströme mit einem Röhrengalvanometer nach Hausser, Jäger und Vahle[2]) gemessen werden. Ein solches Instrument, das dem Röntgenlaboratorium der Reichsanstalt von der Firma Siemens & Halske freundlichst gestiftet wurde, ist mit der Druckkammer verglichen worden. Die dabei gefundenen Ergebnisse mögen hier Platz finden.

Bei den Messungen wurde die Kleinkammer in die Mitte eines zylindrisch ausgeblendeten Strahlenbündels gebracht, das reichlich breit genug war, um die Kammer ganz einzuhüllen. Die Strahlen fielen von der Seite in die Kammer ein. Außer den ausdrücklich genannten Filtern befand sich unmittelbar vor der Kammer stets noch ein 1 mm dickes Zelluloidblatt, das dem Zelluloidfenster der Druckkammer entsprach, da ja die Kleinkammer unter den gleichen Bedingungen stehen sollte wie die Druckluft in der Druckkammer. Mit Hilfe der dem Siemens-Dosismesser beigegebenen Eichkurve wurde aus der Zeigerablesung des Instrumentes jeweilig der Ionisierungsstrom ermittelt. Zunächst fand sich, daß bei konstanter Strahlenqualität die Ionenströme der Strahlenintensität völlig proportional waren, was sich durch eine lineare Beziehung der Ionisierung

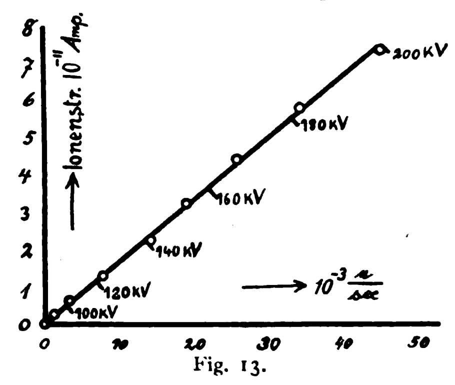


Fig. 13.

zur Stromstärke im Röntgenrohr ausdrückte. Eine weitere Frage war nun die, ob auch bei einer Änderung der Strahlenqualität die Proportionalität zwischen dem Ionenstrom der Kleinkammer und der absolut in e/sec gemessenen Dosisleistung bestehen bleibt. Um hierüber Aufschluß zu bekommen, wurde bei der stets gleichen Filterung von 0,5 mm Zn + 1 mm Al die Betriebsspannung am Röntgenrohr von 80—200 kV. Scheitelspannung variiert und nun der Ionisierungsstrom der Kleinkammer als Funktion der Dosisleistung aufgenommen. Das Ergebnis zeigt folgende Tabelle die in Fig. 13 graphisch dargestellt ist.

Scheitelspg.	e sec	Ionenstrom:
0 kV	0 × 10^{-3}	0 × 10^{-11} Amp.
82 „	1,1 „	0,27 „ „
102 „	3,2 „	0,64 „ „
122 „	7,7 „	1,34 „ „
143 „	14,3 „	2,52 „ „
153 „	18,9 „	3,25 „ „
168 „	25,6 „	4,41 „ „
184 „	34,1 „	5,83 „ „
199 „	44,9 „	7,35 „ „

[1]) l. c.

[2]) Wissensch. Veröff. Siemens-Konzern 2 (1922), S. 325 und Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 30 (1922), S. 566.

Man sieht, daß innerhalb der Genauigkeitsgrenzen der Messung völlige Proportionalität zwischen der absolut gemessenen Dosis und dem Ionisierungsstrom der Kleinkammer besteht, so daß bestätigt wird, was bereits oben angedeutet wurde, daß es nämlich nicht besonders wichtig ist, genau zu wissen, bei welcher Spannung die Eichung der Kleinkammer vorgenommen wurde. Nun ist freilich bei konstanter Filterung der Einfluß einer bloßen Spannungsänderung auf die Qualität des in der Ionisierungskammer vornehmlich wirksamen Anteils des Röntgenstrahlenspektrums nicht besonders groß. Wie aus früher vom Verfasser[1]) über das kontinuierliche Röntgenspektrum veröffentlichten Betrachtungen hervorgeht, beeinflußt eine bloße Änderung der Spannung im wesentlichen das kurzwellige Ende des Spektrums hinsichtlich seiner spektralen Zusammensetzung, während auf die Ionisierungskammer in erster Linie das langwellige Ende wirkt infolge seiner größeren Absorbierbarkeit. Will man gerade das langwellige

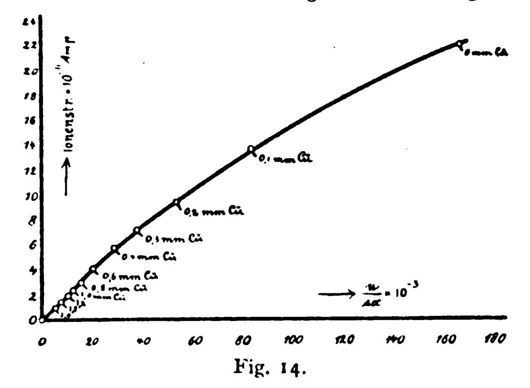


Fig. 14.

Gebiet verändern, so muß man die Filterung wechseln. Deshalb wurde ein zweiter Vergleich bei der konstanten Spannung von 184 kV. Scheitelspannung aber verschiedener Filterung von 0 mm Cu + 1 mm Al bis zu 2 mm Cu + 1 mm Al vorgenommen. Dieser lieferte folgendes Ergebnis:

Filter mm Cu + 1 mm Al	e/sec	Ionenstrom	Verhältnis: Druckk./Kleink.
0,0	167 $\times 10^{-3}$	21,9 $\times 10^{-11}$ Amp.	7,63
0,1	84 ,,	13,6 ,, ,,	6,17
0,2	54 ,,	9,4 ,, ,,	5,75
0,3	38 ,,	7,2 ,, ,,	5,28
0,4	29 ,,	5,8 ,, ,,	5,00
0,6	20,3 ,,	4,1 ,, ,,	4,95
0,8	15,9 ,,	3,0 ,, ,,	5,30
1,0	12,7 ,,	2,39 ,, ,,	5,32
1,2	10,4 ,,	1,94 ,, ,,	5,36
1,5	7,9 ,,	1,45 ,, ,,	5,45
2,0	5,5 ,,	0,93 ,, ,,	5,91

Die der Fig. 13 analoge Kurvendarstellung der Fig. 14 zeigt, daß die geradlinige Beziehung zwischen der Dosis und dem Ionenstrom nun nicht mehr besteht. Deutlicher wird der Zusammenhang, wenn man die bei Absorptionsversuchen vielfach übliche Darstellung im logarithmischen Koordinatensystem wählt, in dem die Filterdicke als Abszisse und die Logarithmen der Dosis bzw. des Ionenstromes als Ordinaten gewählt sind. Dies ist in der Fig. 15 geschehen.

Bei dieser Darstellung repräsentiert der Abstand beider Kurven das Verhältnis ihrer Ordi-

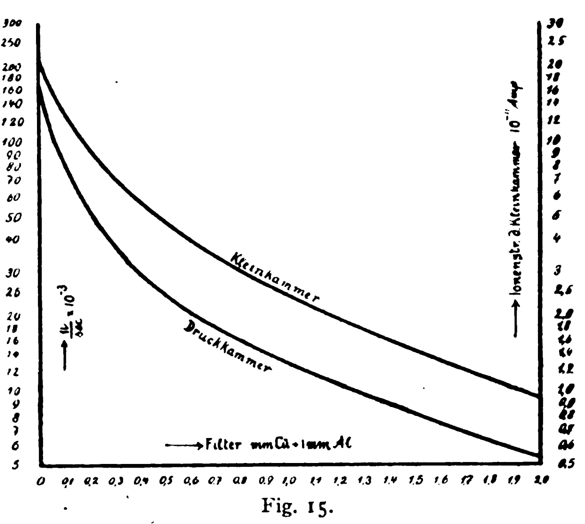


Fig. 15.

naten. Wenn also die Kleinkammerablesung der Dosisleistung proportional wäre, so müßte der Abstand beider Kurven voneinander konstant sein, was aber nur bei stärkeren Filterungen, auf die

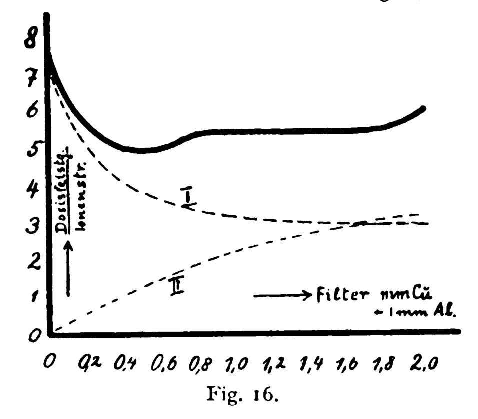


Fig. 16.

es freilich in der Praxis am meisten ankommt, angenähert der Fall ist. Wie weit diese Annäherung geht, zeigt die Fig. 16, in der das Verhältnis der Dosisleistung zum Kleinkammerstrom als Funktion der Filterdicke aufgetragen ist (dick ausgezogene Kurve). Man sieht, daß dieses Verhältnis für das Gebiet 0,8 mm Cu bis 1,8 mm Cu ziemlich konstant ist. Bei größeren oder kleineren Filterdicken dagegen sind Abweichungen vorhanden. Den ganzen Verlauf der Kurven quantitativ

[1]) Behnken, Zeitschr. f. techn. Phys. **2** (1921), S. 153.

zu erklären, ist wegen unserer ungenügenden Kenntnis der Größe der die Kurve beeinflussenden Faktoren (Wandwirkung, ungenügende Elektronenausnützung, sekundäre oder gar tertiäre Elektronenauslösung), soweit die Kleinkammer in Frage kommt, nicht möglich. Überlegt man sich jedoch rein qualitativ, daß bei alleinigem Vorhandensein der Wandwirkung in der Kleinkammer, die ja mit wachsender Härte der Strahlung wächst, der Ionenstrom mit stärkerer Filterung relativ ansteigen würde, so würde sich für das Verhältnis

$$\frac{\text{Dosisleistung}}{\text{Ionenstrom}}$$

ein Verlauf ähnlich dem der gestrichelten Kurve I ergeben. Wäre dagegen die reine Luftwirkung allein vorhanden, die ja infolge immer ungünstigerer Elektronenausnützung mit härter werdender Strahlung abnimmt, so würde sich der Verlauf der genannten Verhältniszahl ähnlich der gestrichelten Kurve II gestalten. In Wirklichkeit überlagern sich beide Einflüsse (und vielleicht noch einige andere dazu) und ergeben zusammen die ausgezogene Kurve.

Zum Schluß wäre noch einiges zu sagen über die praktische Darstellung des Eichergebnisses. Für das hier behandelte Beispiel des Siemens-Dosismessers liegen die Dinge so, daß bei konstanter Filterung die Ionenströme der Kleinkammer der Dosisleistung proportional sind. Dagegen ändert sich der Proportionalitätsfaktor bei wechselnder Filterung entsprechend der Fig. 16. Die Eichkurven würden also, wenn man die Ionisierungsströme als Abszissen, und die Dosisleistung als Ordinaten wählte, eine Schar von geraden Linien werden, die sämtlich durch den Nullpunkt gehen. Nun werden aber beim Siemens-Dosismesser die Ionenströme nicht direkt abgelesen und sind auch nicht der Ablesung proportional, sondern müssen erst über eine Eichkurve aus der Skalenablesung abgeleitet werden, so daß man also jedesmal zwei Eichblätter benützen müßte, um von der Skalenablesung zur Dosisleistung zu kommen. Dies läßt sich vereinfachen, indem man auf dem an zweiter Stelle zu benützenden Eichblatt nicht die Ionenströme, sondern die Skalenablesungen zu Abszissen macht. Natürlich werden dann die Eichkurven gekrümmt werden, aber sämtlich im Nullpunkt zusammenlaufen. Besonders bequem erscheint auch hier die nomographische Darstellungsweise mit Hilfe von drei Skalen (vgl. Fig. 17), von denen die eine die Filterdicke, die zweite die Skalenablesung und die dritte die gesuchte Dosisleistung in e/sec darstellt. Durch Anlegen eines Lineales oder eines gespannten Fadens an die beiden gegebenen Punkte (Filterdicke und Skalenablesung) markiert man sich leicht die Gerade, deren Schnittpunkt mit der dritten Skale die gewünschte Angabe der Dosisleistung darstellt.[1])

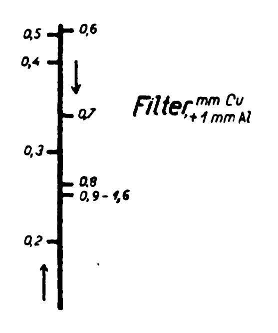


Fig. 17.

Zusammenfassung.

Es wird eine Einrichtung beschrieben, die es ermöglicht, die Dosisleistung einer Röntgenstrahlenquelle in absoluten Einheiten nach Friedrich (e/sec) auszumessen und die dazu dienen soll, in der medizinischen Praxis anzuwendende Dosismesser zu eichen. Die Einrichtung besteht im wesentlichen aus einer Ionisierungskammer geeigneter Form, die mit Druckluft gefüllt wird, um die Bahnen der durch die Röntgenstrahlen ausgelösten schnellen Elektronen abzukürzen, so daß ihre Ionisierungsfähigkeit innerhalb der Kammer voll ausgenützt wird. Die Messung des Ionisierungsstromes erfolgt durch ein zu einem hohen Widerstand parallel geschaltetes Quadrantenelektrometer hoher Empfindlichkeit. An dem Beispiel eines Siemens-Dosismessers wird der Verlauf der Eichung erläutert.

[1]) Wegen der Anfertigung solcher Nomogramme vgl. z. B. M. Pirani, Graphische Darstellung in Wissenschaft und Technik. Sammlg. Göschen Nr. 728. Berlin 1922.

(Eingegangen am 4. September 1923.)

Originalmitteilungen.

Über die Veränderung von Zustandskurven zwischen beliebigen Grenzkurven nebst Anwendungen auf Wasser, Kohlensäure und Luft.

Von V. Fischer.

Einleitung.

Die klassische Thermodynamik bediente sich bei ihren grundlegenden Ableitungen hauptsächlich der Volum-Druck- und der Entropie-Temperaturdiagramme. Die aus ihr sich entwickelnde technische Thermodynamik fand mit diesen Diagrammen nicht ihr Auslangen, da neue für sie wichtige Begriffe in den Vordergrund der Betrachtung traten. So schuf Mollier eine neue Art von Diagrammen, in welche der für die Technik wichtige Begriff des Wärmeinhaltes bei gleichbleibendem Druck als Koordinate eingeführt wurde. Es entstanden die J, S und J, p-Diagramme, die in der Wärme- und Kältetechnik weitgehende Anwendung fanden. Die Entwicklung blieb aber hierbei nicht stehen. Die spezifische Wärme bei gleichbleibendem Druck mußte in ihrer Abhängigkeit von Temperatur und Druck zwischen immer weiter gesteckten Grenzen untersucht werden, siehe z. B. die Münchner Versuche von Knoblauch und seinen Mitarbeitern über Wasserdampf[1]), von Witkowski über Luft[2]) und von Bridgman über die verschiedensten Stoffe bei Drucken bis zu 12000 at.[3]) Es entstanden die c_p, T und c_p, p-Diagramme.

Zweck der vorliegenden Arbeit soll es sein, die c_p, T-Diagramme zur Grundlage für die Aufstellung allgemeiner thermodynamischer Beziehungen zu machen und zahlenmäßige Anwendungen derselben zu zeigen.

Formal gleichwertig mit dem c_p, T-Diagramm ist wohl auch das c_v, T-Diagramm, welches deshalb ebenfalls kurz behandelt wird, doch tritt seine Anwendungsmöglichkeit gegenüber derjenigen des c_p, T-Diagramms derzeit zurück.

Es wird hier aber noch ein neues Diagramm in den Kreis der Betrachtungen gezogen. Einen der spezifischen Wärme c_p formal gleichwertigen Begriff erhalten wir in dem Differentialquotienten des Wärmeinhaltes nach dem Druck bei gleichbleibender Temperatur, den ich in meinen Arbeiten mit β bezeichne. β läßt sich ebenso wie c_p aus Versuchswerten berechnen und es zeigt Gesetzmäßigkeiten, die teilweise in engem Zusammenhang zu denjenigen für c_p stehen.[1]) Es werden daher im nachfolgenden auch Anwendungen des β, p-Diagrammes gezeigt.

Der spezifischen Wärme c_v entspricht in gleicher Weise der Differentialquotient der inneren Energie nach dem Rauminhalt bei gleichbleibender Temperatur, den ich mit π bezeichnet habe. Von der Betrachtung eines π, v-Diagrammes habe ich aber abgesehen, da sich hierfür zunächst keine Anwendungsmöglichkeiten ergeben.

Die c_p, T Diagramme lassen sich auf einfache Weise zeichnerisch aus den J, S-Diagrammen ableiten, wie ich an anderer Stelle gezeigt habe.[2]) Die c_p, T-Diagramme stehen auch sonst, ebenso wie die β, p-Diagramme in engem Zusammenhang mit den Mollierdiagrammen, welche den Wärmeinhalt J als Koordinate enthalten, da dieser bei der Betrachtung von Isobaren im ersten Falle und von Isothermen im zweiten Falle als Flächenstück gegeben ist, das von den genannten Zustandskurven, ihren Endordinaten und der Abszissenachse begrenzt wird. Als vorteilhaft zur Aufstellung allgemeiner Beziehungen erweist es sich, die Variation dieser Zustandskurven zwischen beliebigen Grenzkurven zu betrachten, was im nachfolgenden systematisch durchgeführt ist.

Selbstverständlich läßt sich diese Methode auch für die v, p und T, S-Diagramme anwenden, doch führt sie hier wieder auf bekannte Beziehungen.

Bezeichnungen.

Die verwendeten Indizes beziehen sich auf folgende Zustände:

g vollkommenes Gas,
s trocken gesättigter Dampf,
σ siedende Flüssigkeit,
f Flüssigkeit.

Es sei nun:

p, p_s spezifischer Druck,
T, T_g, T_s, T_f absolute Temperatur,
v, v_g, v_f spezifischer Rauminhalt,
s bzw. σ spezifischer Rauminhalt des trocken gesättigten Dampfes bzw. der siedenden Flüssigkeit,
x Dampfmenge des Flüssigkeits-Dampfgemisches,

$A = \frac{1}{427}$ mechanisches Wärmeäquivalent,

[1]) Siehe Mitteilungen über Forschungsarbeiten, H. **35** u. **36**, S. 108, 109 u. 195.
[2]) Siehe Philosophical Magazine, **42** (1896).
[3]) Siehe Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences, **47, 48, 49**.

[1]) Siehe V. Fischer, Eine Differentialform der Zustandsgleichung bei hohem Druck, Annalen der Physik, Bd. 69 (1922).
Derselbe, Differentialformen der Zustandsgleichung und ihre Anwendungen, Annalen der Physik, **71** (1923).
[2]) Siehe V. Fischer, Eine Bestimmung der spezifischen Wärme bei gleichbleibendem Druck für den flüssigen und gasförmigen Zustand eines Stoffes, Zeitschr. für techn. Physik, **4**. Jahrg. (1923).

R Gaskonstante,

J, J_g, J_s Wärmeinhalt bei unverändertem Druck im Gas- und Dampfgebiet,

i, i_σ Wärmeinhalt bei unverändertem Druck im Flüssigkeitsgebiet,

j Wärmeinhalt bei unverändertem Druck im Sättigungsgebiet,

U, U_g, U_s innere Energie im Gas- und Dampfgebiet,

u, u_σ innere Energie im Flüssigkeitsgebiet,

$\bar{u}$ innere Energie im Sättigungsgebiet,

r Verdampfungswärme,

ϱ innere Verdampfungswärme,

$c_p, c_{pg}, c_{ps}, c_{p\sigma}, c_{pf}$ wahre spezifische Wärme bei unverändertem Druck,

$c_\pi, c_{\pi f}$ mittlere spezifische Wärme bei unverändertem Druck,

$c_v, c_{vg}, c_{vs}, c_{v\sigma}, c_{vf}$ wahre spezifische Wärme bei unverändertem Rauminhalt,

$c_\varphi, c_{\varphi f}$ mittlere spezifische Wärme bei unverändertem Rauminhalt.

Bezeichnung der Differentiale.

Wir bezeichnen eine Änderung von x beim Übergang vom Flüssigkeitsgebiet in das Sattdampfgebiet mit $d_0 x$ und beim Übergang vom Sattdampfgebiet in das Überhitzungsgebiet mit $d_1 x$.

Für die Änderung des spezifischen Rauminhaltes des überhitzten Dampfes mit der Temperatur bei gleichbleibendem Druck im Grenzzustand der Sättigung, also längs des Astes für trocken gesättigten Dampf der Grenzkurve setzen wir $\left(\frac{\partial v_s}{\partial T}\right)_p$ und für die Änderung des spezifischen Rauminhaltes der Flüssigkeit im Grenzzustand des Siedens, also längs des Flüssigkeitsastes der Grenzkurve $\left(\frac{\partial v_\sigma}{\partial T}\right)_p$. Entsprechend bedeutet $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{v_s}$ und $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{v\sigma}$ die Änderung des Druckes mit der Temperatur bei gleichbleibendem Rauminhalt im Grenzzustand der Sättigung bzw. des Siedens, und ebenso $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{J_s}$ und $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{i_\sigma}$ die Änderung der Temperatur mit dem Druck bei gleichbleibendem Wärmeinhalt.

Für Differentiale verwenden wir auch eine abgekürzte Schreibweise, die das folgende Beispiel zeigt:

$$d J = \left(\frac{\partial J}{\partial T}\right)_p d T + \left(\frac{\partial J}{\partial p}\right)_T d p = d_T J_p + d_p J_T.$$

I. Allgemeine Beziehungen.

1. Wir betrachten in einem c_p, T-Diagramme, siehe Fig. 1, die Veränderung einer Isobaren p zwischen zwei Zustandskurven Z_1 und Z_2 innerhalb eines Gebietes, für das sich keine Änderung des Aggregatzustandes ergibt.

Da jedem Punkt der Isobaren ein bestimmter Wärmeinhalt J bei gleichbleibendem Druck p entspricht, so bezeichnen wir die Punkte der Isobaren durch die diesen entsprechenden Wärmeinhalte J.

Versehen wir die Werte, welche sich auf den unteren Grenzzustand beziehen, mit dem Index 1, diejenigen, welche sich auf den oberen Grenzzustand beziehen, mit dem Index 2, so ist

$$J_2 - J_1 = \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{\partial J}{\partial T}\right)_p d T = \int_{T_1}^{T_2} c_p \, d T. \quad (1)$$

Bei beiden Integralen deute der Index p an, daß die Integration bei gleichbleibendem Druck erfolgt. Das Integral stellt uns gleichzeitig im c_p, T-Diagramm der Fig. 1 die Fläche dar, welche gebildet wird von der Isobaren $J_1 J_2$, den Ordinaten c_{p_1} und c_{p_2}, sowie von dem Stück $T_2 - T_1$ auf der Abszissenachse.

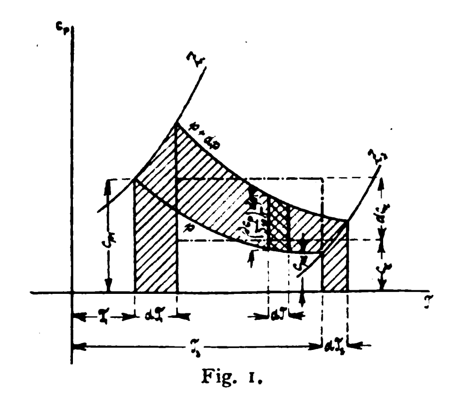


Fig. 1.

Durch Übergang von der Isobaren p zur Isobaren $p + dp$ bei gleichzeitiger Änderung der Integrationsgrenzen nach Z_1 und Z_2 folgt aus Gleichung (1)

$$\left.\begin{aligned} d J_2 - d J_1 &= c_{p_2} d T_2 - c_{p_1} d T_1 \\ &\quad + \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d p \, d T. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Da dp längs des ganzen Integrationsweges unverändert bleibt, können wir es vor das Integralzeichen setzen und Gleichung (2) geht dann über in

$$\left.\begin{aligned} d J_2 - d J_1 &= c_{p_2} d T_2 - c_{p_1} d T_1 \\ &\quad + d p \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d T. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Bei Gleichung (3) handelt es sich eigentlich um den besonderen Fall einer Variation, bei der keine Funktionsänderung eintritt, so daß das Diffe-

rentialzeichen statt des Variationszeichens benutzt werden kann.

Die durch (3) gegebene Änderung des Integrals (1) ist in Fig. 1 dargestellt durch die schraffierten Flächenstreifen. Bei Vernachlässigung der unendlich kleinen Größen zweiter Ordnung stellen uns die beiden vertikalen Flächenstreifen die Ausdrücke $c_{p_2}\, d\, T_2$ und $c_{p_1}\, d\, T_1$ dar. Das durch doppelte Schraffur hervorgehobene Flächenelement veranschaulicht den Differentialausdruck

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d p\, d T.$$

Folglich bedeutet

$$\int\limits_{T_1}^{T_2} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d p\, d T$$

den von den Isobaren p und $p + dp$ begrenzten Flächenstreifen.

Verwenden wir statt der wahren die mittlere spezifische Wärme, so tritt an Stelle von Gleichung (1)

$$J_2 - J_1 = c_\pi (T_2 - T_1) \qquad (4)$$

und an Stelle von Gleichung (3)

$$d J_2 - d J_1 = c_{p_2}\, d T_2 - c_{p_1}\, d T_1 + d c_\pi (T_2 - T_1). \qquad (5)$$

Der Ausdruck (4) bedeutet ein Rechteck, das der durch das Integral in Gleichung (1) dargestellten Fläche inhaltsgleich ist. Ferner ist

$$d\, c_\pi (T_2 - T_1)$$

durch einen Rechteckstreifen dargestellt, der inhaltsgleich ist dem durch

$$dp \int\limits_{T_1}^{T_2} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d\, T$$

gegebenen Flächenstreifen, siehe die strichpunktierten Linien in Fig. 1.

2. Verwenden wir die bekannte Beziehung

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = - A\, T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p \qquad (6)$$

und beachten wir, daß

$$T\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p = \frac{\partial}{\partial T}\left(T^2 \frac{\partial\left(\frac{v}{T}\right)}{\partial T}\right)_p = \frac{\partial}{\partial T}\left[T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v\right], \qquad (7)$$

so wird

$$\int\limits_{T_1}^{T_2} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d\, T = A\left[T_1\left(\frac{\partial v_1}{\partial T}\right)_p - T_2\left(\frac{\partial v_2}{\partial T}\right)_p\right] - A(v_1 - v_2). \qquad (8)$$

Gleichung (8) erhalten wir auch, wenn wir in (3) die allgemeine Beziehung

$$d J = c_p\, d T - A\left[T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v\right] d p \qquad (9)$$

einführen. Gleichung (8) kann man auch, wie aus (9) leicht zu erkennen ist, in der Form schreiben:

$$\int\limits_{T_1}^{T_2} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d\, T = \left(\frac{\partial J_2}{\partial p}\right)_T - \left(\frac{\partial J_1}{\partial p}\right)_T. \qquad (10)$$

II. Betrachtung einiger Sonderfälle.

3. Der Zustandspunkt J_2, welcher in Gleichung (1) die obere Integrationsgrenze darstellt, liege im Gebiet der vollkommenen Gase, dann wird der Wärmeinhalt lediglich eine Funktion der Temperatur. Setzen wir für dieses Gebiet

$$T_2 = T_g,$$

$$c_{p_2} = c_{pg},$$

so folgt hierfür aus Gleichung (9):

$$d J_g = c_{pg}\, d T_g. \qquad (11)$$

Führen wir (11) in Gleichung (3) ein, so geht sie über in:

$$- d J_1 = - c_{p_1}\, d T_1 + dp \int\limits_{T_1}^{T_g} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d\, T \qquad (12)$$

und es ergibt sich wegen

$$T_g\left(\frac{\partial v_g}{\partial T}\right)_p - v_g = 0 \qquad (13)$$

aus Gleichung (8):

$$\int\limits_{T_1}^{T_g} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d\, T = A\left[T_1\left(\frac{\partial v_1}{\partial T}\right)_p - v_1\right]. \qquad (14)$$

4. Es möge nun die Zustandskurve Z_1, längs welcher sich die untere Integrationsgrenze J_1 ändert, zusammenfallen mit dem Ast des trocken gesättigten Dampfes der Grenzkurve, dann wird

$$d J_1 = d J_s,$$

$$T_1 = T_s,$$

$$v_1 = s$$

und

$$c_{p_1} = c_{ps}.$$

Gleichung (12) geht dann über in

$$c_{ps} = \frac{d J_s}{d T} + \frac{d p_s}{d T} \int\limits_{T_s}^{T_g} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d\, T. \qquad (15)$$

Das Integral in Gleichung (15) ist eine Größe, die durch den Versuch bestimmt werden kann, ohne daß die spezifischen Wärmen bekannt sein müssen, denn es stellt die Änderung des Wärme-

inhaltes mit dem Druck dar, wenn die Anfangs- und Endtemperaturen die gleichen bleiben. Aus Gleichung (15) kann daher c_{p_s} berechnet werden.

Gleichung (15) besagt ferner, daß das in ihr auftretende Integral lediglich eine Funktion von T_s ist. Es läßt sich demnach allgemein setzen:

$$\int_{T_s}^{T_g} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d\,T = f(T_s)\,. \tag{16}$$

Gleichung (14) schreibt sich für den betrachteten Fall:

$$\int_{T_s}^{T_g} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d\,T = A\left[T_s\left(\frac{\partial v_s}{\partial T}\right)_p - s\right]. \tag{17}$$

Aus Gleichung (9) folgt nun:

$$A\left[T_s\left(\frac{\partial v_s}{\partial T}\right)_p - s\right] = c_{p_s}\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{J_s}, \tag{18}$$

so daß wir (17) auch schreiben können:

$$\int_{T_s}^{T_g} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d\,T = c_{p_s}\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{J_s}. \tag{19}$$

Für jene Gebiete, in denen die Joule-Thomsonsche Drosselgleichung gilt, können wir setzen:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{J_s} = \alpha\,\frac{\overline{273}^2}{T_s^2}, \tag{20}$$

wobei α eine unveränderliche Größe bedeutet. Damit wird die Gleichung (19):

$$\int_{T_s}^{T_g} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d\,T = \alpha\,\overline{273}^2\,\frac{c_{p_s}}{T_s^2}\,. \tag{21}$$

5. Wird die Überhitzung eines gesättigten Dampfes nicht so weit getrieben, daß auf ihn die Gesetze für vollkommene Gase angewendet werden können, so ist Gleichung (15) zur Berechnung von c_{p_s} nicht anwendbar. Wir betrachten für diesen Fall die Änderung einer Isobaren zwischen zwei Zustandskurven Z_1 und Z_2, von denen die erstere mit dem Ast des trocken gesättigten Dampfes der Grenzkurve zusammenfällt, die letztere mit einer Isotherme im Überhitzungsgebiet. Versehen wir die Zustandsgröße für das Überhitzungsgebiet mit dem Index $\ddot{u}$, so wird dann

$$d\,T_2 = d\,T_{\ddot{u}}$$

und

$$d\,J_2 = \left(\frac{\partial J}{\partial p}\right)_{T_{\ddot{u}}} d\,p\,.$$

Gleichung (3) geht damit über in

$$\left.\begin{aligned} &\left(\frac{\partial J}{\partial p}\right)_{T_{\ddot{u}}} d\,p - d\,J_s \\ &\qquad = -c_{p_s}\,d\,T_s + d\,p\int_{T_s}^{T_{\ddot{u}}}\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d\,T\,. \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

Daraus folgt

$$c_{p_s} = \frac{d\,J_s}{d\,T} + \left[\int_{T_s}^{T_{\ddot{u}}}\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d\,T - \left(\frac{\partial J}{\partial p}\right)_{T_{\ddot{u}}}\right]\frac{d\,p_s}{d\,T}\,. \tag{23}$$

Für

$$T_s = T_{\ddot{u}}$$

verschwindet das Integral in Gleichung (23) und sie geht über in

$$c_{p_s} = \frac{d\,J_s}{d\,T} - \left(\frac{\partial J}{\partial p}\right)_{T_s}\frac{d\,p_s}{d\,T}\,. \tag{24}$$

Gleichung (24) läßt sich auch unmittelbar aus (9) ableiten.

III. Kritik der Callendarschen Zustandsgleichung.

6. Wir wollen die Callendarsche Zustandsgleichung für überhitzten Wasserdampf

$$v - v' = \frac{R\,T}{P} - C\left(\frac{273}{T}\right)^n \tag{25}$$ [1]

an den abgeleiteten allgemeinen Beziehungen prüfen. Aus Gleichung (25) ergibt sich für die spezifische Wärme der Ausdruck

$$c_p = c_{p_0} + n(n+1)\,A\,C\left(\frac{273}{T}\right)^n\frac{P}{T}\,. \tag{26}$$ [1]

Daraus folgt:

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = n\,(n+1)\,A\,C\left(\frac{273}{T}\right)^n\frac{1}{T}\,. \tag{27}$$

Mit (27) ergibt die Ausführung der Integration:

$$\int_{T_s}^{T_g}\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d\,T = A\,C(n+1)\,\overline{273}^n\left(\frac{1}{T_s^n} - \frac{1}{T_g^n}\right). \tag{28}$$

Für

$$T_g = \infty$$

geht Gleichung (28) über in

$$\int_{T_s}^{\infty}\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d\,T = A\,C(n+1)\,\overline{273}^n\,\frac{1}{T_s^n} = f(T_s)\,. \tag{29}$$

Da sich ein Dampf mit wachsender Überhitzung dem vollkommenen Gaszustand nähert, so

[1] Siehe Mollier, Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. Berlin 1906. S. 4 und 5, Gleichung (1) und (2).

ersehen wir aus Gleichung (29), daß durch die Callendarsche Gleichung (25) die allgemeine Beziehung (16) erfüllt wird.

7. Der Ausdruck (26) entspricht der allgemeinen Form

$$c_p = f_1(T) + p f_2(T). \qquad (30)$$

Daraus erhalten wir

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = f_2(T). \qquad (31)$$

Mithin wird für

$$T = \text{const}$$

auch

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = \text{const}. \qquad (32)$$

Ziehen wir demnach in einem c_p, T-Diagramm eine Isobarenschar, so daß zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Isobaren der Schar der gleiche Druckunterschied herrscht, und schneiden wir die Schar durch eine beliebige Ordinate bzw. Isotherme, so muß diese dadurch in gleiche Teile geteilt werden, wenn die Bedingung (31) bzw. (32) bestehen soll. Bei den Isobaren im c_p, T-Diagramm für Wasserdampf[1]) ist diese Bedingung für Temperaturen bis zu 370° C auch nicht annähernd erfüllt. Erst für Temperaturen über 370° C tritt eine allmähliche Annäherung an den durch die Gleichungen (31) bzw. (32) geforderten Verlauf der Isobaren ein. Am besten erkennen wir dies, wenn wir die Isobaren aus dem c_p, T-Diagramm in ein $\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T$, T-Diagramm übertragen, in welchem sie erst bei einer Temperatur von 370° C enger ineinander zu verlaufen beginnen. Damit erscheint die Erklärung dafür gegeben, daß die aus Gleichung (26) berechneten Werte von c_{ps} gegen die Versuchswerte abweichen, und zwar um so stärker, je höher der Sättigungsdruck ist.

[1]) Siehe Knoblauch und Winkhaus, Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Heft 195, S. 14, Abb. 6.

(Fortsetzung folgt.)

Über die Erwärmung der Luft beim Thomson-Joule-Effekt bei tiefen Temperaturen nach Beobachtungen von H. Hausen.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Osc. Knoblauch, München.

Unter Thomson-Joule-Effekt soll kurz die Temperaturänderung verstanden werden, welche ein komprimiertes Gas beim Strömen durch eine Drosselstelle unter gleichzeitiger Drucksenkung erfährt. Diese Temperaturänderung ist im allgemeinen eine Abkühlung, welche in bekannter Weise bei der technischen Luftverflüssigung nach dem Lindeschen Prinzip zur Anwendung kommt. Eine Ausnahme bildete bisher nur der Wasserstoff, bei dem bei gewöhnlichen Versuchstemperaturen eine Erwärmung beobachtet wurde.

Thermodynamisch läßt sich nun voraussagen, daß es für jedes Gas ein bestimmtes abgegrenztes Gebiet der Temperaturen und Drucke gibt, innerhalb dessen die Drucksenkung von einer Abkühlung begleitet ist, während außerhalb dieses Gebietes Erwärmung eintritt. Bei graphischer Darstellung in einem Koordinatensystem, dessen Abszissen die Drucke und dessen Ordinaten die Temperaturen bilden, wird dieses Gebiet von einer parabelähnlichen Kurve mit horizontal verlaufender Achse begrenzt; der Scheitelpunkt liegt nach der Seite der hohen Drucke. Innerhalb dieser Parabel liegen die Zustände der Abkühlung, außerhalb diejenigen der Erwärmung, während auf der Kurve selbst der Thomson-Joule-Effekt gleich Null ist. Für alle Drucke, die kleiner sind als der dem Scheitelpunkt der Parabel entsprechende, gibt es also je zwei Temperaturen, für welche der Thomson-Joule-Effekt sein Vorzeichen umkehrt und die man daher als oberen und unteren „Inversionspunkt" bezeichnet. Für Wasserstoff ist es bereits gelungen, durch Beobachtungen unter 0° auch Abkühlung festzustellen und dadurch den oberen Inversionspunkt zu bestimmen.

Es bot großes wissenschaftliches und technisches Interesse, auch für Luft die Umkehrpunkte aufzusuchen. Daher wurden die im Laboratorium für technische Physik der Technischen Hochschule München von E. Vogel (Forschungsarb. d. Ver. deutsch. Ing. Heft 108/9) begonnenen und von Fr. Noell (ebenda Heft 184) fortgesetzten Thomson-Joule-Versuche für Luft von H. Hausen auf tiefe Temperaturen ausgedehnt. Nach Ausführung einiger Vorversuche wurden die endgültigen Beobachtungen im Versuchslaboratorium der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen in Höllriegelskreuth bei München unter Bereitstellung reicher finanzieller Mittel seitens dieser Firma angestellt.

Da bei Luft der obere Ast der Inversionskurve durch hohe Temperaturen hindurchgeht, sind die oberen Inversionspunkte aus Gründen der Festigkeit des Versuchsapparates der Beobachtung schwer zugänglich. Es wurden daher Punkte des unteren Astes bei sehr tiefen Temperaturen aufgesucht.

Der Drosselapparat bestand im wesentlichen aus einem zylindrischen Stahlmantel und dem in seiner Mitte befestigten Drosselpfropfen, der aus dichtem und mit Schellack getränktem Filz hergestellt war. Hier erlitt die Luft einen Druckabfall von 6 at (z. B. von 153 auf 147 at), der an einem Quecksilbermanometer gemessen wurde. Die durch die Drosselung hervorgerufene Temperaturänderung wurde durch zwei Widerstands-

thermometer gemessen. Auf diese Weise war es möglich, den Wert des differentialen Thomson-Joule-Effektes dp/dt zu messen, wenn mit p der Druck und mit t die Temperatur bezeichnet wird.

Der Drosselapparat wurde dadurch auf die gewünschte tiefe Temperatur gebracht, daß in einer ihn umgebenden Kupferspirale Luft hindurchströmte, die nach der bei der Lindeschen Luftverflüssigung angewandten Methode der Kälteerzeugung abgekühlt worden war.

Die ausführliche Mitteilung der noch nicht abgeschlossenen Versuche und deren theoretische Verarbeitung soll an anderer Stelle erfolgen. Als vorläufige Mitteilung sei nur erwähnt, daß sich die neuen Versuchswerte, die sich auf Drucke zwischen 75 und 150 at beziehen, bei tiefen Temperaturen denen von Vogel und Noell bei höheren Temperaturen gut anschließen. Die Abkühlung nimmt für die einzelnen Drucke bei abnehmender Temperatur zunächst bis zu einem Maximum zu, um dann rasch abzufallen. Bei 125 und 150 at konnte bei ganz tiefen Temperaturen bereits eine Erwärmung festgestellt werden. Die Inversionstemperatur ergibt sich nach den bisherigen Versuchen bei 125 at zu etwa -140^0 und bei 150 at zu etwa -133^0 C.

(Eingegangen am 15. Oktober 1923.)

Grundlagen der technischen Strahlendiagnostik, insbesondere des Eisens.

(Auszug aus der gleichnamigen Dresdner Dissertation vom Dezember 1922.)

Von K. A. Sterzel.

Einleitung.

Bei der Strahlenuntersuchung stärkerer technischer Gegenstände durch Aufnahme von Radiogrammen treten vornehmlich zwei Fragen auf, zu deren theoretischer und praktischer Beantwortung in folgendem ein Beitrag speziell hinsichtlich des Eisens geliefert werden soll:

1. Wie starke Schichten des Untersuchungsmateriales lassen sich mit den derzeit verfügbaren Röntgenstrahlungen durchdringen?
2. Welche Grobstrukturunterschiede (Fremdstoffeinschlüsse) lassen sich dabei mittels eines Radiogrammes zur Darstellung bringen?

Wiewohl über diese Fragen eine ganze Reihe von Einzelveröffentlichungen vorliegen, die sich meist auf Feststellungen rein empirischer Daten beschränken, fehlt es bislang an einer systematischen Gesamtdarstellung der Grundlagen der technischen Strahlendiagnostik. Erst auf Grund einer solchen Darstellung, die alle Erscheinungen von der „Strahlung" bis zum „Bild" des Untersuchungsgegenstandes zu berücksichtigen hätte, kann ein Überblick über den Wert oder Unwert dieser Methode für die Technik der Materialuntersuchung bzw. über ihre derzeitigen Leistungsgrenzen und ihre weiteren Aussichten gewonnen werden.

Das vielleicht bedeutungsvollere untere Grenzgebiet der an Dünnschliffen, Drähten oder Einzelkristallen durchführbaren „leptonischen" Strahlendiagnostik (Röntgenspektrometrie der Raumgitterstruktur) sei hier von vornherein ausgeschieden. Bei stärkeren technischen Gegenständen tritt die Anisotropie der einzelnen Kristallite mehr und mehr zurück und es kommen für die Schwächung der hochfrequenten Strahlung den mittleren örtlichen Stoffzusammensetzungen entsprechende mittlere Absorptions- und Streuungskoeffizienten in Frage. Diese sind von Stoff zu Stoff verschieden. Die Strahlenschwächung ist also im homogenen Grundstoff eine andere als am Ort eines etwa eingeschlossenen Fremdstoffes (Lunker) oder bei einer örtlichen Modifikation des Grundstoffes (Seigerung).

Auf diese meist geringen Unterschiede in der Schwächung hochfrequenter Strahlungen und ihren Nachweis durch das Radiogramm baut sich die technische Strahlendiagnostik auf. Eine Gesamtdarstellung der Grundlagen dieser Methode wird sich zweckmäßig in folgende Abschnitte gliedern:

Abschnitt I. Die strahlenphysikalischen Koeffizienten einfacher und zusammengesetzter Stoffe insbesondere der technischen Eisensorten und ihrer Einschlüsse.

Abschnitt II. Die Strahlenschwächung bei Durchgang von hochfrequenten Spektrallinien und heterogenen Strahlungen durch das Untersuchungsstück, unter besonderer Berücksichtigung des Lufteinschlusses im Eisen.

Abschnitt III. Der Strahlengang im technischen Untersuchungsstück und die Streustrahlungskorona, dargestellt durch Längs- und Querschnittsaufnahmen.

Abschnitt IV. Die Schwärzungsfunktion heterogener Strahlungen und die Grenzen der radiographischen Darstellbarkeit von Lufteinschlüssen in Eisen.

Abschnitt I.

Die strahlenphysikalischen Koeffizienten einfacher und zusammengesetzter Stoffe, insbesondere der technischen Eisensorten und ihrer Einschlüsse.

Eine Darstellung der Probleme der Strahlenschwächung in technischen Untersuchungsstoffen stößt zunächst auf die Schwierigkeit, daß die Absorptions- und Streuungskoeffizienten, aus welchen sich die Gesamtschwächungskoeffizienten zusammensetzen, nur zum geringsten Teile durchgemessen

und in ihrer Abhängigkeit von der stofflichen Zusammensetzung und der Wellenlänge bzw. Frequenz der Strahlungen bekannt sind. Insbesondere besteht noch kein Anschluß zwischen den Gebieten der mit gewöhnlichen Röntgenstrahlungen gemessenen Werte an die mit den kurzwelligen Strahlungsgemischen der radioaktiven Stoffe erhaltenen.

Da für technische Untersuchungen, insbesondere an stärkeren Gegenständen die „stark gefilterten" Reststrahlungen im wesentlichen nur noch aus den kurzwelligsten Komponenten der primären Röntgenstrahlenspektren bestehen, mußte zunächst unternommen werden, für die genannten strahlenphysikalischen Koeffizienten unter Benutzung möglichst vieler in der Literatur verstreuter Meßwerte lückenlose Funktionen der Wellenlänge λ aufzustellen, die möglichst weit in das Gebiet der kurzwelligsten Strahlungen hinabreichen.

Für die Absorptionskoeffizienten wurden bereits von Glocker (Phys. Z. 1918, S. 66 ff.) derartige Funktionen für den ganzen Bereich der chemischen Elemente in der Form

$$\frac{\bar{\mu}}{\varrho} = A \cdot \lambda^b$$

aufgestellt, wobei A eine Exponentialfunktion der Ordnungszahl Z eines Elementes, λ die in Ångström-Einheiten gemessene Wellenlänge bedeutet und der Exponent im Mittel zu $b = 2{,}8$ gesetzt werden kann.

Der Gültigkeitsbereich der Glockerschen Formeln erstreckt sich über den ganzen Spektralbereich bis in die den Strahlungen der radioaktiven Substanzen entsprechenden kurzwelligsten Bezirke des Röntgenspektrums.

Für die Streuungskoeffizienten liegen nur wenige Einzelmessungen und noch keine derartige Formulierung vor. Die im Bereich mittlerer Wellenlängen übliche Einführung der Streuungskoeffizienten als für alle Stoffe und Wellenlängen konstanter Betrag

$$\frac{s}{\varrho} = 0{,}2 \quad \text{(Barkla)}$$

erwies sich von vornherein als unvereinbar mit den γ-Strahlen-Meßwerten (Radium C)

$$\frac{s_{Al}}{\varrho} = 0{,}0323 \quad \text{(Neukirchen)};$$

$$\frac{s_{Fe}}{\varrho} = 0{,}037 \quad \text{(Ishino) u. a.}$$

Fig. 1 gibt eine Zusammenstellung von bekannt gewordenen Meßwerten des Massenstreuungskoeffizienten verschiedener Elemente im Röntgen- und γ-Strahlen-Gebiete (F. Kohlrausch u. a.) sowohl als Funktion der Ordnungszahl Z als auch der Wellenlänge λ. Auf Grund dieser Übersicht wurde, ohne weiteren physikalischen Forschungen vorgreifen zu wollen, für den kurzwelligsten Spektralbezirk ein Ansatz von der Form

$$\frac{s}{\varrho} = B \cdot \lambda$$

versucht, wobei sich unter Benutzung von Meßwerten Barklas und Holthusens beispielsweise ergab

$$\left.\begin{array}{ll} \text{für Al} & \dfrac{s_{Al}}{\varrho} = 0{,}52 \cdot \lambda \\ \text{für Fe} & \dfrac{s_{Fe}}{\varrho} = 0{,}53 \cdot \lambda \\ \text{für Cu} & \dfrac{s_{Cu}}{\varrho} = 0{,}54 \cdot \lambda \end{array}\right\} \text{für } \lambda_\gamma < \lambda \leqq 0{,}3 \text{ Å}.$$

Durch Kombination der vorstehenden Ausdrücke für den Streuungskoeffizienten mit den

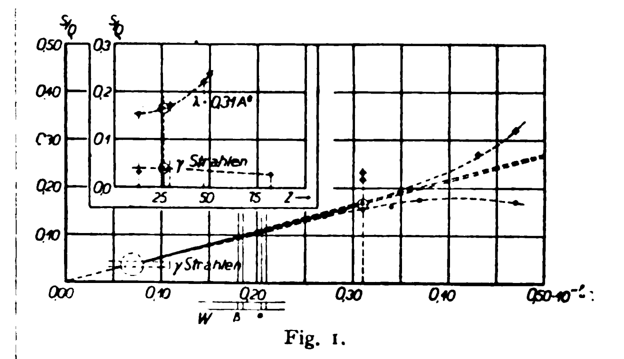


Fig. 1.

speziellen Ansätzen von Glocker für den „wahren" Absorptionskoeffizienten fanden sich folgende Formeln für den

Gesamtschwächungskoeffizienten als Funktion der Wellenlänge:

$$\left.\begin{array}{l} \text{für Al} \\ \dfrac{\mu_{Al}}{\varrho} = 0{,}52 \cdot \lambda + 13{,}8 \cdot \lambda^{2{,}94} \\ \text{für Fe} \\ \dfrac{\mu_{Fe}}{\varrho} = 0{,}53 \cdot \lambda + 87 \cdot \lambda^{2{,}73} \\ \text{für Cu} \\ \dfrac{\mu_{Cu}}{\varrho} = 0{,}54 \cdot \lambda + 116 \cdot \lambda^{2{,}79} \end{array}\right\} \text{für } \lambda_\gamma < \lambda \leqq 0{,}3 \text{ Å}.$$

bzw. für den durch Division mit der Dichte zu erhaltenden Gesamtschwächungskoeffizienten der Volumeneinheit

für Al ($\varrho = 2{,}7$) $\mu_{Al} = 1{,}4 \cdot \lambda + 37{,}2 \cdot \lambda^{2{,}94}$,

für Fe ($\varrho = 7{,}8$) $\mu_{Fe} = 4{,}1 \cdot \lambda + 680 \cdot \lambda^{2{,}73}$,

für Cu ($\varrho = 8{,}9$) $\mu_{Cu} = 4{,}8 \cdot \lambda + 1030 \cdot \lambda^{2{,}79}$.

Fig. 2 zeigt den Verlauf der nach diesen „Behelfsformeln" ermittelten Gesamtschwächungskoeffizienten der Masseneinheit der genannten drei Stoffe

als Funktionen der Wellenlänge in der besonders übersichtlichen logarithmierten Form:

$$\log \frac{\mu}{\varrho} = \log \left(\frac{s}{\varrho} + \frac{\bar{\mu}}{\varrho} \right) = F(\log \lambda + 1).$$

Die Absorptionswerte (punktierte Linien) treten hier in Übereinstimmung mit der Glockerschen Darstellung als nahezu parallele Gerade von bestimmter Neigung auf. Die Gesamtschwächungswerte (stark ausgezogen) weichen von diesen in leicht gekrümmter Kurve nach oben ab, und zwar um so mehr, je kürzer die Wellenlängen werden. Im langwelligen Spektralbezirk verschwindet der Einfluß der Streuungskoeffizienten gegenüber dem Absorptionskoeffizienten. Die eingetragenen Meßwerte von Siegbahn-Winghard für Al und Cu, von Hewlett für Fe stützen die Kurven im Gebiete der Röntgenstrahlen mittlerer Wellenlänge

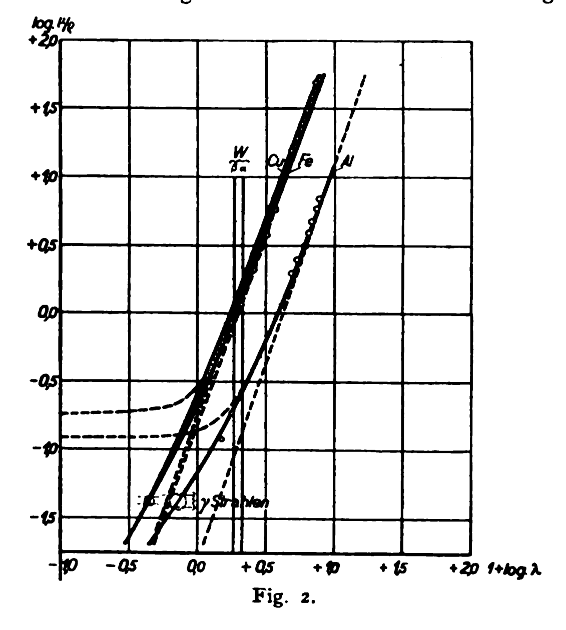


Fig. 2.

durchaus befriedigend. Den mit Strahlungen des Radiums C bzw. B gewonnenen Fe- und Cu-Meßwerten (F. Kohlrausch, Rutherford u. a.) wird ein Spektralbezirk um

$$\lambda_\gamma = 0{,}04 \text{ bis } 0{,}05 \text{ A}.$$

zugeteilt, was in gutem Einklang mit neueren Messungen (L. Meissner) steht.

Alles in allem scheint eine für technische Zwecke genügende Übereinstimmung der aufgestellten Behelfsformeln mit den vorliegenden Messungen über den ganzen Bereich des Röntgenstrahlenspektrums bis zu den kurzwelligsten zurzeit in der Praxis vorkommenden Strahlungen zu bestehen. Speziell können hiernach die strahlenphysikalischen Koeffizienten des „reinen Eisens" für alle in Frage kommenden Spektralkomponenten ermittelt werden. Tabelle I. Damit ist die Möglichkeit einer rechnerischen und graphischen Behandlung der Probleme der Strahlendiagnostik dieses wichtigen Elementes gegeben.

Tabelle I.

λ Å	$\frac{\bar{\mu}}{\varrho}$ cm^2/g^{-1}	$\frac{s}{\varrho}$ $cm^2\,g^{-1}$	$\frac{\mu}{\varrho} = \frac{\bar{\mu}}{\varrho} + \frac{s}{\varrho}$ cm^2/g^{-1}	$\bar{\mu}$ cm^{-1}	s cm^{-1}	$\mu = \bar{\mu} + s$ cm^{-1}
0,05	0,02	0,03	0,05	0,19	0,21	0,40
0,06	0,04	0,03	0,07	0,31	0,25	0,56
0,07	0,06	0,04	0.10	0,48	0,29	0,77
0,08	0,09	0,04	0,13	0,69	0,33	1,02
0,09	0,12	0,05	0,17	0,95	0,37	1,32
0,10	0,16	0,05	0,22	1,26	0,41	1,68
0,11	0,21	0,06	0,27	1,64	0,46	2,10
0.12	0,27	0,06	0,33	2,08	0,50	2,58
0,13	0,33	0,07	0,40	2,59	0.54	3,12
0,14	0,41	0,08	0,48	3.17	0,58	3,75
0,15	0,49	0,08	0,57	3,82	0,62	4,45
0,16	0.58	0,09	0,67	4,56	0,66	5,22
0,17	0,69	0,09	0,78	5,38	0,71	6,09
0,18	0,81	0,10	0,90	6,29	0,75	7,04
0,19	0,93	0,10	1,04	7,29	0,79	8,08
0,20	1,07	0,11	1,18	8,38	0,83	9,21
0,21	1,23	0,11	1,34	9,58	0,87	10,4
0,22	1,40	0,12	1,51	10,9	0,91	11,8
0,23	1,57	0,12	1,70	12,3	0,96	13,2
0,24	1,77	0,13	1,90	13,8	1,00	14,8
0,25	1,98	0,13	2,11	15,4	1,04	16,5
0,26	2,20	0,14	2,34	17,2	1,08	18,2
0,27	2,14	0,14	2,58	19 0	1,12	20,1
0,28	2,59	0,15	2,84	21,0	1,17	22,2
0,29	2,96	0,16	3,12	23,1	1,21	24,3
0,30	3,25	0,16	3,41	25,4	1,22	26,6
0,31	3,56	0,17	3,72	27.7	1,29	29,0
0,32	3,89	0,17	4,06	30 6	1,33	31,9
0,33	4,23	0,18	4,41	33.0	1,37	34,4
0,34	4,59	0,18	4,77	35,8	1,41	36,2
0,35	4.96	0,19	5.15	38 7	1,45	39,2
0,36	5,36	0,19	5,55	41,8	1,49	42,3
0,37	5,80	0,20	6,00	45,2	1.53	46,7
0,38	6,08	0,20	6,28	47,4	1,58	49,0
0,39	6,67	0,21	6,88	52,2	1,61	53,8
0,40	7,15	0,21	7,36	55,7	1,66	57,4
0.45	9,83	0,24	10,1	76,8	1,86	78,7
0,50	13,2	0,27	13,5	103	2,08	105
0,60	20,8			169		
0,70	32,9			262		
0,80	47,4			377		
0,90	65,4			510		
1,00	87,2			680		
1,10	113			884		

Chemische Elemente kommen als technische Baustoffe so gut wie nicht in Frage. Die strahlenphysikalischen Koeffizienten von zusammengesetzten Stoffen, wie sie beispielsweise die technischen Eisensorten oder die Legierungen und Verbindungen des Eisenhüttenwesens darstellen, sind zurzeit noch weniger bekannt als diejenigen der Elemente.

Zur Ermittelung der strahlenphysikalischen Koeffizienten zusammengesetzter Stoffe und damit zur Diskussion ihrer Unterscheidungsmöglichkeit auf

Grund der Schwächung hochfrequenter Strahlungen kann indessen wieder in Anlehnung an theoretische Ableitungen von Glocker (l. c.) wie folgt vorgegangen werden:

Gemäß dem sog. Additionstheorem von Benoist ist sowohl die Streuung als auch die Absorption der Masseneinheit eines zusammengesetzten Stoffes gleich der Summe der Streuung und Absorption der von der Strahlung getroffenen Einzelatome. Diese Summe ist, da die strahlenphysikalischen Koeffizienten nur im Atombau begründet sind, vom molekularphysikalischen Zustand, insbesondere vom Aggregatzustand und der Art der chemischen Bindung, Legierung, Lösung, Mischung der Moleküle völlig unabhängig.

Es seien für einen zusammengesetzten Stoff „Z" und seine 1 bis n Einzelbestandteile (Elemente) etwa auf Grund einer chemischen Analyse und sonstiger Messungen bekannt:

Die Ordnungszahlen	Z	Z_1	Z_2	$\ldots$	Z_n
„ Massenstreuungskoeffizienten		$\frac{s_1}{\varrho_1}$	$\frac{s_2}{\varrho_2}$	$\ldots$	$\frac{s_n}{\varrho_n}$
„ Massenabsorptionskoeffizienten		$\frac{\bar{\mu}_1}{\varrho_1}$	$\frac{\bar{\mu}_2}{\varrho_2}$	$\ldots$	$\frac{\bar{\mu}_n}{\varrho_n}$
„ Molzahlen	NM	$N_1 M_1$	$N_2 M_2$	$\ldots$	$N_n M_n$
bzw. die Gewichtsteile	G	G_1	G_2	$\ldots$	G_n
„ „ Gewicht-Prozentgehalte	100%	$p_1\%$	$p_2\%$	$\ldots$	$p_n\%$.

Hieraus bestimmt sich auf Grund des Additionstheorems der Gesamtschwächungskoeffizient der Masseneinheit zusammengesetzter Stoffe nach der Beziehung:

$$\frac{\mu}{\varrho} = \left(\frac{s_1}{\varrho_1} + \frac{\bar{\mu}_1}{\varrho_1}\right)\frac{N_1 M_1}{NM} + \left(\frac{s_2}{\varrho_2} + \frac{\bar{\mu}_2}{\varrho_2}\right)\frac{N_2 M_2}{NM} + \ldots \left(\frac{s_n}{\varrho_n} + \frac{\bar{\mu}_n}{\varrho_n}\right)\frac{N_n M_n}{NM}.$$

Für technische Baustoffe aus Elementen mittlerer und höherer Ordnungszahl, insbesondere die Eisensorten, kann der Massenstreuungskoeffizient als klein gegenüber dem Absorptionskoeffizienten, bei Betrachtungen über die Unterschiede der Strahlenschwächung, vernachlässigt werden. Diese können ohne große Fehler statt an den Gesamtschwächungskoeffizienten an den Absorptionskoeffizienten durchgeführt werden. Dann vereinfacht sich die Formel für den zusammengesetzten Stoff wie folgt:

$$\frac{\mu}{\varrho} \sim \frac{\widehat{\mu}}{\varrho} = \frac{\bar{\mu}_1}{\varrho_1}\frac{N_1 M_1}{NM} + \frac{\bar{\mu}_2}{\varrho_2}\frac{N_2 M_2}{NM} \ldots + \frac{\bar{\mu}_n}{\varrho_n}\cdot\frac{N_n M_n}{NM}$$

$$\text{oder} \quad = \frac{\bar{\mu}_1}{\varrho_1}\frac{G_1}{G} + \frac{\bar{\mu}_2}{\varrho_2}\frac{G_2}{G} \ldots + \frac{\bar{\mu}_n}{\varrho_n}\cdot\frac{G_n}{G}$$

$$\text{oder} \quad = \frac{\bar{\mu}_1}{\varrho_1}\frac{p_1}{100} + \frac{\bar{\mu}_2}{\varrho_2}\frac{p_2}{100} \ldots + \frac{\bar{\mu}_n}{\varrho_n}\cdot\frac{p_n}{100},$$

je nachdem die Zusammensetzung einer chemischen Verbindung, Legierung oder eines Gemisches in Molzahlen, Gewichtsanteilen oder Gewichtsprozenten bekannt ist.

Die so gefundenen „Ersatzkoeffizienten" zusammengesetzter Stoffe seien durch darübergesetzte Bögen $\frown$ gekennzeichnet.

Für die in vorstehenden Formeln auftretenden Werte der Massenabsorptionskoeffizienten der Elemente $\bar{\mu}/\varrho_n$ ist eine allgemeine Vorausberechnung als Funktion der Ordnungszahl und der Wellenlänge auf Grund der erwähnten Glockerschen Formulierung möglich.

Durch Einsetzen der Formelausdrücke für die Einzelbestandteile folgen aus dem Benoistschen Additionstheorem als Massenabsorptionskoeffizienten zusammengesetzter Stoffe folgende Ansätze

für Verbindungen:

$$\frac{\widehat{\mu}}{\varrho} = \left\{A_1 \frac{N_1 M_1}{NM} + A_2 \frac{N_2 M_2}{NM} + \ldots A_n \frac{N_n M_n}{NM}\right\}\cdot\lambda^b = \widehat{A}\cdot\lambda^b$$

oder für Legierungen:

$$= \left\{A_1 \cdot \frac{G_1}{G} + A_2 \frac{G_2}{G} + \ldots A_n \frac{G_n}{G}\right\}\cdot\lambda^b = \widehat{A}\cdot\lambda^b$$

bzw.:

$$= \left\{A_1 \cdot \frac{p_1}{100} + A_2 \cdot \frac{p_2}{100} + \ldots A_n \frac{p_n}{100}\right\}\cdot\lambda^b = \widehat{A}\cdot\lambda^b.$$

Die hiernach für den zusammengesetzten Stoff gefundenen, lediglich der stofflichen Seite entsprechenden „Ersatzabsorptionsfaktoren" $\widehat{A}$ seien in folgendem an Stelle der von der Wellenlänge abhängigen „Absorptionskoeffizienten" $\widehat{\mu}/\varrho$ als Maß für den Vergleich des Absorptionsvermögens der Masseneinheit zusammengesetzter Stoffe eingeführt. Durch Multiplikation mit der Dichte des zusammengesetzten Stoffes folgt weiter der Ersatzabsorptionsfaktor der Volumeneinheit $\varrho\cdot\widehat{A}$.

Eine Schwierigkeit besteht noch in der Tatsache der sog. Absorptionssprünge bei den Anregungswellenlängen λ_A der charakteristischen Eigenstrahlungen (in erster Linie der „K"-Reihe) der Einzelbestandteile. Nach Glocker rechnet sich der Massenabsorptionskoeffizient für den Einzelbestandteil von der Ordnungszahl Z_n nach der gebrochenen Formel:

$$\frac{\bar{\mu}}{\varrho_n} = A_n' \cdot \lambda^b; \quad \text{mit } A_n' = 0{,}0105\, Z_n^{2{,}58} \text{ für } \lambda \leqq \lambda_{A_n},$$

$$\frac{\bar{\mu}}{\varrho_n} = A_n'' \cdot \lambda^b; \quad \text{mit } A_n'' = 0{,}0004\, Z_n^{3{,}4} \text{ für } \lambda > \lambda_{A_n}.$$

Mit Rücksicht auf diese „Absorptionssprünge" bei den Anregungswellenlängen ist es bei „n" Einzelbestandteilen notwendig, den Spektralbereich einer heterogenen Strahlung in $n + 1$ gesondert durchzurechnende Abschnitte zu zerlegen, deren Grenzen durch die Anregungswellenlängen der Einzelbestandteile gebildet werden.

Fall 1. Der erste, kurzwelligste Spektralabschnitt umfaßt das Gebiet, in welchem für alle Bestandteile

$$\lambda \leqq \lambda_{A_n}.$$

In diesem Gebiet ist für alle Bestandteile mit den Einzelabsorptionsfaktoren A_n' zu rechnen. Dieser Fall liegt für die gewöhnlichen technischen Eisensorten und deren hauptsächliche Beimischungen von niederer und mittlerer Ordnungszahl:

C Si P S Al Ti V Cu Mn Co Ni bis Cu

bei den üblichen Röntgenstrahlungen immer vor, da z. B,

$$\text{für Fe} \quad \lambda_{A_{Fe}} = 1{,}74 \text{ A.},$$
$$\text{für Cu} \quad \lambda_{A_{Cu}} = 1{,}38 \text{ A.}$$

die längste Wellenlänge des aus der technischen Röntgenröhre austretenden Spektrums aber etwa bei

$$\lambda_a = 1{,}15 \text{ A.}$$

liegt.

Fall 2. Spektralabschnitte mit gemischten Einzelabsorptionsfaktoren: Absorptionssprünge im Bereich der technischen Strahlungen treten dagegen auf für Stoffe höherer Ordnungszahlen, z. B.

	Br	Mo	Ag	Ce	
λ_{A_n}	0,918	0,618	0,485	0,306	A.

	W	Hg	U	
λ_{A_n}	0,178	0,149	0,107	A.

Die hiernach für den zusammengesetzten Stoff gefundenen Werte

$$\overset{\frown}{A} \quad \overset{\frown}{\overset{\frown}{A}} \quad \overset{\frown}{\overset{\frown}{\overset{\frown}{A}}} \ldots \text{usw.} \ldots \overset{\vdots}{A}$$

sind im Sinne der allgemeinen Formulierung als spezielle Ersatzabsorptionsfaktoren, gültig für den betreffenden Spektralbezirk, aufzufassen.

Mit ihnen rechnen sich dann die speziellen Ersatzabsorptionskoeffizienten zusammengesetzter Stoffe als mehrfach gebrochene Funktion zu:

$$\frac{\overset{\frown}{\mu}}{\varrho} = \overset{\frown}{A} \cdot \lambda^b; \quad \frac{\overset{\frown}{\overset{\frown}{\mu}}}{\varrho} = \overset{\frown}{\overset{\frown}{A}} \cdot \lambda^b; \quad \frac{\overset{\frown}{\overset{\frown}{\overset{\frown}{\mu}}}}{\varrho} = \overset{\frown}{\overset{\frown}{\overset{\frown}{A}}} \cdot \lambda^b \quad \text{usw.}$$

Auf Grund der vorentwickelten Theorie rechnen sich beispielsweise die Massenabsorptionskoeffizienten des Bromsilbers AgBr (dem wirksamen Bestandteil der gebräuchlichen strahlenempfindlichen Schicht, von dem im Zusammenhang mit dem radiographischen Wirkungsfaktor noch zu sprechen sein wird) in Abhängigkeit von der Wellenlänge die Werte:

$$\frac{\overset{\frown}{\mu}_{AgBr}}{\varrho} = 310 \cdot \lambda^{2,8} \quad \text{für} \quad \lambda_\gamma < \lambda \leqq 0{,}485 \text{ A.},$$

$$\frac{\overset{\frown}{\overset{\frown}{\mu}}_{AgBr}}{\varrho} = 121 \cdot \lambda^{2,8} \quad \text{für} \quad 0{,}485 \text{ A.} < \lambda \leqq 0{,}918 \text{ A.},$$

$$\frac{\overset{\frown}{\overset{\frown}{\overset{\frown}{\mu}}}_{AgBr}}{\varrho} = 53 \cdot \lambda^{2,8} \quad \text{für} \quad \lambda > 0{,}918 \text{ A.}$$

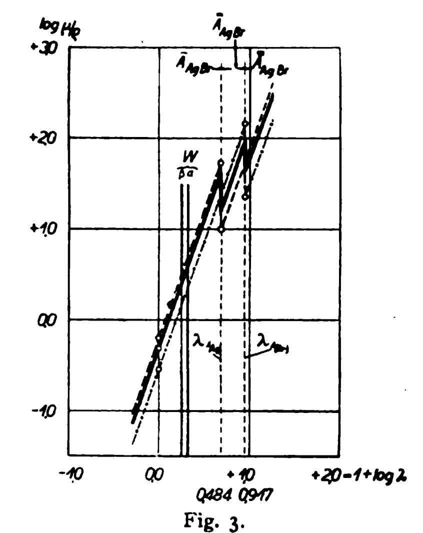


Fig. 3.

Fig. 3 gibt in der erwähnten logarithmischen Darstellung den Massenabsorptionskoeffizienten des AgBr über den ganzen in Frage kommenden Spektralbereich wieder. Sämtliche Linienstücke sind parallel. Der doppelt gebrochene Linienzug der Verbindung liegt zwischen den einfach gebrochenen der Einzelbestandteile.

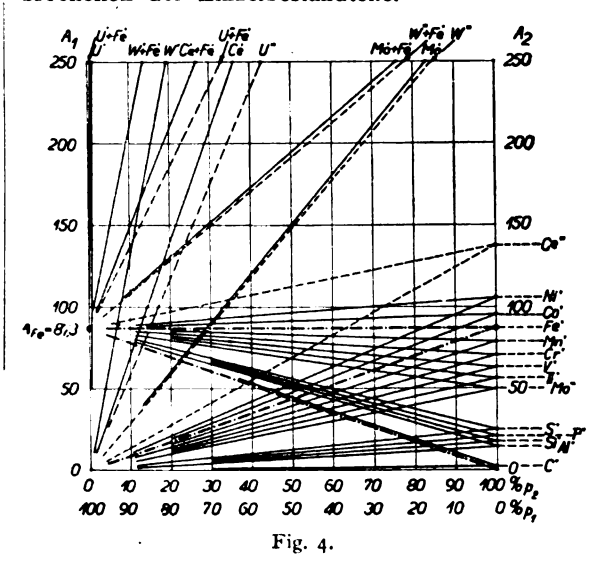


Fig. 4.

Fig. 4 zeigt die Massenabsorptionsfaktoren $\overset{\frown}{A}$ (bzw. $\overset{\frown}{\overset{\frown}{A}}$) der binären Eisenlegierungen mit

Tabelle II.

	Element	Eutektoid	Kohlenstoff-Eisen		Eutektikum	Fe_3C
	Ferrit	Perlit	C gebunden	C als Graphit	Ledeburit	Cementit
% C	0	0,95	3,5	3,5	4,2	6,7
ϱ	7,79	7,8	7,65	7,1	7,60	7,396
$\widehat{A}$	87,3	86,4	84,7	84,7	83,6	81,6
$\varrho \cdot \widehat{A}$	680	674	648	601	636	604

Tabelle III.

Grundstoff	Fremdstoff bzw. Verbindung	Dichte ϱ	Absorptionsfaktoren $\widehat{A}$	$\varrho \cdot \widehat{A}$
W-Stahl	16 % W	8,52	286	2435
			120	1020
Ni-Stahl	7 % Ni	7,9	88	700
	4 % Ni	7,9	87,3	695
	2 % Ni	7,85	87,1	690
Ni-Cr-Stahl	3,4 % Ni, 1,8 % Cr	7,85	87,1	690
Schweißeisen	0,13 % C, 03 % Mn	7,860	87,1	685
Flußeisen, S. M. Stahlguß, Bessemer-Stahlguß	0,14 % C, 0,28 % Mn	7,86	87,0	683
V-Cr-Stahl	0,16 % V, 1,26 % Cr, 0,86 % Mn	7,7	86,1	660
Eisenkarbid	Fe_3C	7,396	81,6	604
Grauguß	3,4 % C, 0,45 % Mn	7,126	84,1	600
Mangankarbid	Mn_3C	6,888	73,6	506
Eisenphosphid	Fe_3P	5	77	375
Eisen-Oxydul	FeO	5	68,7	343
Eisen-Oxydul-Oxyd	Fe_3O_4	5	64,4	322
Eisen-Oxyd	Fe_2O_3	4,8	62,5	300
Eisensulfid	FeS	4,5	64,5	290
Mangan-Oxydul	MnO	4,7	61,8	290
Eisendisulfid	FeS_2	5,2	53,9	280
Mangansulfid	MnS	4,2	58,8	247
Puddelschlacke	7,5 % Fe_2O_3, 6,4 % FeO	4,2	51,8	220
Magnetkies	Fe_2S_3	4,6	47,8	220
Eisen-Hydroxyd	$Fe(OH)_3$	3,95	47,3	187
Schweißschlacke	6,7 % Fe_2O_3, 50 % FeO	4,0	43,9	175
Eisen-Karbonit	$FeCO_3$	3,9	44,1	172
S. M. Schlacke, sauer	36 % FeO, 48 % SiO_2	3,6	36,8	132,5
Calciumoxyd	CaO	2,3	33,0	105
Calciumsulfid	CaS	2,5	35,7	89
S. M. Schlacke, basisch . . .	15 % FeO, 40 % CaO, 20 % SiO_2	2,8	30,6	85,7
Kupolofenschlacke	6 % FeO, 36 % CaO, 43 % SiO	2,6	23,2	60
Calciumphosphat	$Ca(PO_4)_2$	2,0	23,3	47
Kieselsäure	SiO_2	2,6	10,5	27
Tonerde	Al_2O_3	2,1	9,7	20
Phosphorsäure	P_2O_5	1,5	11,6	17
Magnesia	MgO	1,5	8	13
Graphit	C	2,2	1,98	4,4
Luft (Gase)	O + N + A + Kr + Xe	$1,2 \cdot 10^{-3}$	4,9	$6 \cdot 10^{-3}$

den technisch wichtigsten Beimischungen als Funktion des Prozentgehaltes. Die Massenabsorptionsfaktoren der Beimischung (Prozentgehalt $p_2 = 100 - p_1$) sind durch das Geradenbüschel im Koordinatenanfangspunkt ($p_2 = 0$, $\widehat{A} = 0$), die Massenabsorptionsfaktoren der Legierungen durch das Geradenbüschel im Punkt ($p_2 = 0$, $A_{Fe}' = 87{,}3$) gegeben. Dem reinen Eisen entspricht die Horizontale im letzteren Punkte. Für alle binären Legierungen des Eisens ($Z = 26$) mit Stoffen niederer Ordnungszahl verläuft die Gerade der Massenabsorptionsfaktoren unterhalb, für alle Legierungen mit Stoffen höherer Ordnungszahl oberhalb dieser Horizontalen. Für die Legierungen mit Mo ($Z = 42$) insbesondere auch mit W ($Z = 74$) und mit U ($Z = 92$) kommen, je nach dem Spektralbezirk zwei Gerade von verschiedenen Neigungen in Frage, entsprechend $\widehat{A}_{Fe, Mo}$ oder $\widehat{\widehat{A}}_{Fe, Mo}$ usw.

Tabelle II gibt einige Volumenabsorptionsfaktoren von Eisenkohlenstofflegierungen mit verschiedenem C-Gehalt, welche aus den Massenabsorptionsfaktoren $\widehat{A}$ durch Multiplikation mit der zu

dem betreffenden Prozentgehalt gehörigen Dichte ϱ erhalten wurden.

Der Unterschied der Absorptionsfaktoren ist also innerhalb der gebräuchlichen C-Legierungen geringfügig. Größere Unterschiede weisen Legierungen auf, deren Bestandteile hinsichtlich der Ordnungszahl und Dichte weiter auseinanderliegen, wie

Fe—Al, Fe—Si, Mn—P, Fe—Ti, Fe—Mo, Fe—W, Fe—U.

Hier scheint der Versuch einer quantitativen Analyse etwa mittels ionometrischer Messung der Strahlenabsorption in homogenen Platten aussichtsreich.

Für eine Anzahl zusammengesetzter technischer Eisen- und Stahlsorten, sowie für wichtige chemische Verbindungen des Eisens, der Eisenerze und Zuschläge, endlich auch für eisenhaltige Abfallprodukte und Schlacken, wurden auf Grund von chemischen Durchschnittsanalysen (größtenteils nach Geiger, Handbuch der Eisen- und Stahlgießerei) die Volumenabsorptionsfaktoren der Tabelle III errechnet.

Ordnet man die Volumenabsorptionsfaktoren dieser ganzen Stoffgruppe der Größe nach in eine Reihe, so kann man die Aussichten der strahlentechnischen Methoden zu ihrer Unterscheidung ohne weiteres beurteilen.

Gleichviel, ob sich ein Unterschied in den Volumenabsorptionsfaktoren auf mittlere stoffliche Zusammensetzung (ΔZ, Δp, $\Delta \widehat{A}$) oder auf abweichende Dichte ($\Delta \varrho$) oder auf beiderlei Ursachen begründet, die Unterscheidungsmöglichkeit wird um so besser, je weiter die betreffenden Stoffe in der Reihe auseinanderliegen. Je nachdem der Volumenabsorptionsfaktor des Vergleichsstoffes (z. B. Einschlusses) klein oder größer ist als der des Fremdstoffes, tritt ein positiver oder negativer Unterschied in der Strahlendurchlässigkeit gegenüber Grundstoff auf. Die Wahrnehmbarkeit des Unterschiedes verschwindet für eine gewisse Zone $\pm \Delta(\varrho \cdot \widehat{A})$ in der unmittelbaren Nachbarschaft des Grundstoffes. Die Breite dieser Zone hängt in erster Linie von der Empfindlichkeit der Strahlenreagenz ab und, wie in der Folge näher zu erörtern, von der Wellenlänge der angewandten Strahlung.

In unmittelbarer Nachbarschaft des reinen Eisens (Ferrit) ($\varrho \cdot A_{Fe} = 680$) stehen die Schweiß- und Flußeisensorten, die C-Stähle, sowie die Stähle mit geringem

V-, Ti-, Cr-, Mn-, Co- und Ni-Gehalt ($\varrho \cdot \widehat{A}$ von 700—650).

Oberhalb der gewöhnlichen technischen Eisensorten stehen die Sonderstähle mit größeren Mo-, W-, U-Gehalt, unter sich und von den ersteren wohl unterscheidbar.

(Z. B. 16 % W-Stahl, $\varrho \cdot \widehat{A} = 2400$, $\varrho \cdot \widehat{\widehat{A}} = 1000$, je nachdem $\lambda \lesseqgtr \lambda_{A\,W} = 0{,}178$ Å.)

Unterhalb der gewöhnlichen technischen Eisensorten schließen sich an die Roheisen- und Graugußsorten mit höherem C-Gehalt, besonders in ungebundener Form ($\varrho \cdot \widehat{A}$ um 600). In merklichem Abstand folgen die Oxyde, Sulfide, Phosphide des Fe, und Mn ($\varrho \cdot \widehat{A}$ von 350—150), sodann die Verbindungen des Ca, Si, Mg ($\varrho \cdot \widehat{A}$

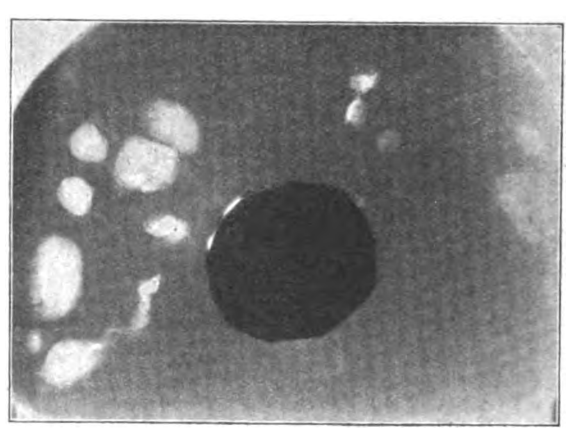


Fig. 5.

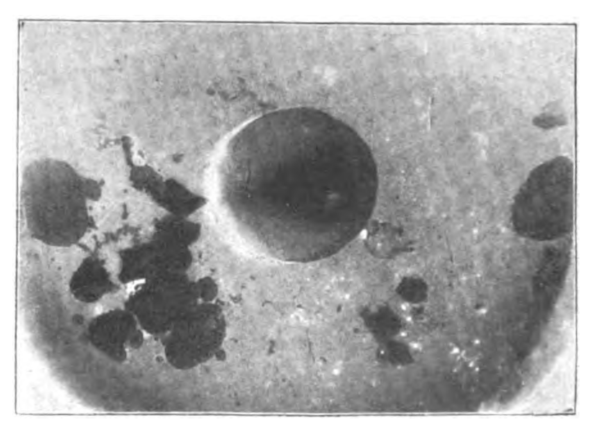


Fig. 6.

von 100—10), sowie die hauptsächlich aus diesen Verbindungen und Eisenoxyden bestehenden Schlacken ($\varrho \cdot \widehat{A}$ von 250—60). Zuletzt steht Graphit ($\varrho \cdot A' = 4{,}4$) und Luft bzw. Gase ($\varrho \cdot \widehat{A} = 6 \cdot 10^{-3}$).

Die meist nur in niedrigen Prozentsätzen vorhandenen Bestandteile C, P, S und deren Seigerungen innerhalb eines Untersuchungsstückes, ebenso wie Eisensorten mit niedrigen Prozentgehalten am Mn, Co, Ni, Cu können hiernach mittels einer Strahlenabsorptionsmethode schwerlich unterschieden werden. Besser sind die Aussichten z. B. für die Erkennung von Einsprengungen von Sonderstählen mit höherem Gehalt an: V, Ti, Co, Si,

Mo, W, U sowie von Oxyd- und Schlackeneinschlüssen, sowie von Graphitnestern. Am günstigsten für den Nachweis ist offenbar die Kombination Fe-Lufteinschluß (positiver Kontrast) oder die vom Verfasser zur Darstellung von Hohlräumen in Eisen vorgeschlagene Quecksilberfüllung (negativer Kontrast) Fig. 5 und 6.

Die allgemeine Formel $\widehat{\mu} = \varrho \cdot \widehat{A} \cdot \lambda^{2,8}$ zeigt, daß neben dem durch den Absorptionsfaktor dargestellten stofflichen Anteil der Wellenlänge λ, mit der die Untersuchung durchgeführt wird, ein bedeutender Einfluß auf die absolute Größe des Absorptionskoeffizienten zukommt.

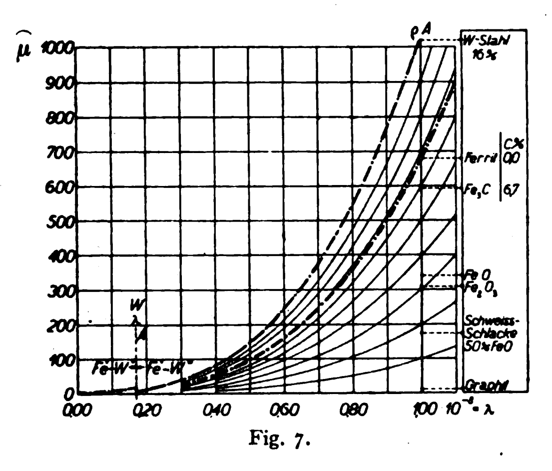


Fig. 7.

In Fig. 7 wurden ganz allgemein die Werte $\widehat{\mu}$ als Funktion von λ, für Stufen von 20 zu 20 Einheiten des Volumenabsorptionsfaktors $\varrho \cdot \widehat{A}$ dargestellt. Aus dieser Exponentialkurvenschar findet man für jede Stoffart und jede Spektralkomponente den Wert des Volumenabsorptionskoeffizienten, indem man den berechneten Volumenabsorptionsfaktor $\varrho \cdot \widehat{A}$ auf der Ordinate in $\lambda = 1{,}0$ Å. aufsucht und durch diesen Punkt die Exponentialkurve etwa durch Interpolation der Nachbarkurven konstruiert. Da die absolute Größe und die Größenunterschiede der Volumenabsorptionskoeffizienten mit der Wellenlänge der Strahlung ganz beträchtlich steigen, müßte es erste Regel für jede strahlentechnische Untersuchung sein, mit möglichst langwelligen Strahlungen zu arbeiten.

Leider steht demgegenüber die Tatsache, daß die Schwächung der langwelligen Spektralkomponenten in einem Untersuchungsmaterial mittlerer Ordnungszahl wie Eisen, bereits in mittelstarken Schichten so groß ist, daß die Reststrahlungsintensität unter die Empfindlichkeitsgrenze der verfügbaren Strahlenmeßmittel herabsinkt, bzw. daß für die Praxis unbrauchbar lange Belichtungszeiten für die Plattenschwärzung beim radiographischen Verfahren erforderlich wären.

Man wird also zur Anwendung durchdringungsfähigerer Strahlungen gedrängt und muß somit auf die beste Kontrastwirkung teilweise verzichten.

Zur Klarstellung dieser verwickelten Verhältnisse sollen im folgenden Abschnitt die

Gesetze der Strahlenschwächung im einfachen und zusammengesetzten Stoff in Abhängigkeit von der Plattenstärke und der Wellenlänge

erörtert werden.

(Fortsetzung folgt.)

Beitrag zur Erklärung der elektrischen Anziehung, die als Johnsen-Rahbek-Phänomen bezeichnet wird.

Von J. Waszik.

1. Bei meinen Versuchen vor einem Jahre, deren Zweck die Erklärung der sogenannten Kohärerwirkung war, habe ich eine Erscheinung bemerkt, auf grund deren die elektrische Anziehung nach Johnsen-Rahbek[1]), die in einer Arbeit des Herrn K. Rottgardt beschrieben ist, erklärt werden kann.

Herr L. Bergmann hat in einer Mitteilung[2]) „Über einige Messungen am elektrostatischen Relais", zur Johnsen-Rahbek-Anziehung nähere Erklärungen gegeben, deren Erweiterung Zweck des folgenden ist.

2. Zwei glatte eben polierte metallische Pole (resp. Kontakte), mit den polierten Flächen leicht aufeinander gelegt und in einen Stromkreis eingeschaltet, ergeben eine sehr geringe elektrische Leitung dieses Stromkreises. Wenn die Kontaktflächen sehr gut poliert sind, so zeigt ein Milliampermeter keinen Strom, auch wenn 100 Volt Potentialdifferenz angelegt sind.

Die Erscheinung läßt sich nicht so leicht erzeugen: die metallischen Pole müssen glänzend ohne Streifen eben poliert sein; das Aufeinanderlegen der Kontaktflächen muß ohne stärkeres Zusammenpressen und vorsichtig geschehen.

Ich will jetzt die Erscheinungen im einzelnen beschreiben, die den angegebenen Versuch begleiten.

Der lose Kontakt wird auf einer Wage angebracht; der eine der beiden metallischen Pole hängt an dem einen Wagebalken, an dem andern Balken hängt, wie gewöhnlich, eine Wageschale. Der zweite Pol schwimmt auf einer Quecksilberfläche; das Quecksilber ist in ein Glasschälchen eingegossen (welch letzteres man auf- und abwärts regulierbar bewegen kann). Der Strom ist dem oberen und dem unteren Pol mit dünnen Drähten zugeführt.

---

[1]) Zeitschr. f. techn. Phys. **2** (1921) H. 11.
[2]) Zeitschr. f. techn. Phys. **4** (1923) H. 1.

Die Einrichtung des schwimmenden unteren Poles erleichtert die Erhaltung des Parallelismus der beiden sich berührenden Flächen. Mit Hilfe eines horizontalen Mikroskopes kann man den Kontakt im Moment der Auflegung gut beobachten. Die Beobachtung geschieht dadurch, daß der obere Pol den unteren ein klein wenig in das Quecksilber eindrückt; dabei beobachten wir noch, daß das eingeschaltete Milliampermeter, trotz der 100 Volt Potentialdifferenz, keinen Strom zeigt.

Belasten wir allmählich die Schale der Wage, so gelangen wir immer an solch eine Belastung, daß die Wage ihr Gleichgewicht verliert und die Pole sich trennen.

Also: ein loser Kontakt zweier metallischer eben polierter Pole hat einen großen elektrischen Widerstand und die Kontaktflächen ziehen sich mit einer bemerk- und meßbaren Kraft an.

Lassen wir die Wageschale E unbelastet, so können wir allmählich die Potentialdifferenz im Polkreis vermehren; wegen des großen elektrischen Widerstandes der Kontakte (mehr als 10^8 Ohm) vermehrt sie sich fast ausschließlich an den Polen, weil auf ihnen der Gradient der Potentialdifferenz am größten ist. Natürlich erfolgt nach einigen Momenten elektrischer Kurzschluß.

Um ein Verderben unserer feinpolierten Kontaktflächen zu vermeiden, müssen wir in den Stromkreis große elektrische Widerstände einschalten, was aber nicht verhindert, die Potentialdifferenz an den Enden des Stromkreises mit der der Pole zu identifizieren.

Zwei der Tabelle entnommene Paare von Daten, welche bei den Untersuchungen mit solchen losen Kontakten erhalten wurden, mögen die Abhängigkeit zwischen Potentialdifferenz und Wagebelastung charakterisieren. Es sei bemerkt, daß beide Arten des Versuchs vielfach wiederholt werden können, wenn nur die sich berührenden Flächen durch Kurzschluß nicht verdorben sind.

Größe bei sich berührenden Flächen:

$1\ cm^2$			$0{,}5\ cm^2$		
V	G		V	G	
200	10,344	10,372	200	5,092	5,164
	10,382			5,114	
	10,390			5,106	
100	5,210	5,216	100	2,988	2,978
	5,112			2,970	
	5,226			2,976	

Der beobachtete Strom lag zwischen $4 \cdot \alpha \cdot 10^{-6}$ A und $6 \cdot \alpha \cdot 10^{-6}$ A, wobei gilt: $\frac{1}{8} < \alpha < \frac{1}{2}$.

V bedeutet die elektrische Spannung, G die Abreiß-Belastung der Wage in Gramm. Die Pole waren aus Messing hergestellt.

Bemerkungen.

3. Die Bedeutung solcher losen metallischen Kontakte mit großem Widerstand und beträchtlicher Anziehungskraft ist wichtig zur Erklärung der Johnsen-Rahbek-Anziehung. Ich glaube, daß die beschriebene Erscheinung im Wesen dieselbe, wie das Johnsen-Rahbek-Phänomen ist. Bei beiden spielt eine wesentliche Rolle die noch nicht näher bekannte gasförmige oder flüssige Schicht, die die glatten Oberflächen der Kontakte bedeckt.

Die von Johnsen-Rahbek angewendeten Halbleiter spielen dann dieselbe Rolle, wie die bei meiner Anordnung eingeschalteten elektrischen Widerstände. Sie haben nur die Wirkung, die Kontaktflächen und das eingeschaltete Milliampermeter vor der zerstörenden Wirkung des leicht eintretenden Kurzschlusses zu schützen.

Herr Bergmann sagt: „Die Anziehungskraft ist nicht nur eine Funktion der elektrischen Spannung, sondern auch der Beschaffenheit der Halbleiteroberfläche".

Ich bin der Meinung, daß die Kraft, mit der sich beide Pole (beim Johnsen-Rahbek-Effekt Halbleiter und Metallplatte) anziehen, auch von der Schicht, die sich zwischen den Polen befindet, abhängig ist. Aber sie kann jedenfalls von dem Widerstande des Halbleiters wesentlich nicht abhängig sein, wenn wir die Spannung an den Berührungsflächen beider Pole direkt messen.

Die Erklärung nach Herrn Rottgardt stimmt besser mit meinen Beobachtungen über das Wesen der Erscheinung. Nur einige Unterschiede seien erwähnt.

Herr Rottgardt benutzt zur theoretischen Erklärung der Erscheinung die Gleichung für die Anziehung zweier Kondensatorplatten:

$$\text{Anziehungskraft} = \frac{F \cdot V^2}{8\pi \cdot \delta^2},$$

während ich den Ansatz bevorzuge:

$$\text{Anziehungskraft} = \frac{\sigma F \cdot V^2}{8\pi\delta^2}.$$

Beide Formeln unterscheiden sich durch die dielektrische Konstante σ im Zähler; F bedeutet die Größe, δ den Abstand der Berührungsflächen.

Ich nehme an, daß zwischen den Polen sich keine trockene Luft befindet, deren dielektrische Konstante gleich eins ist, was wesentlich Herr Rottgardt angenommen hat.

Bei meinen Untersuchungen nimmt die Anziehungskraft langsamer als quadratisch mit der Spannung zu, was ich mit der Annahme erkläre, daß die dielektrische Konstante Funktion der Spannung ist.

Noch eine Bemerkung: nach meiner Meinung kann man die durch Herrn Rottgardt erhaltene

Abhängigkeit, nach welcher die Anziehungskraft rascher als quadratisch mit der Spannung zunimmt, nicht damit erklären, daß, wie er sagt, mit zunehmender Potentialdifferenz der Abstand zwischen beiden Oberflächen geringer wird. Es ist zu beachten, daß die Messungen im Moment gemacht werden, in welchem es keine Anpressung zwischen den Platten gibt. Die anziehende Kraft ist im Moment der Messung gleich und umgekehrt der abziehenden Kraft des Wagearmes; im anderen Falle des Herrn Rottgardt könnten sich doch die Platten überhaupt nicht voneinander trennen.

Zusammenfassung.

Aus vorstehenden kurzen Bemerkungen ergibt sich, daß an den Oberflächen der Metalle sich noch unbekannte, aber wesentlich gasförmige oder flüssige Schichten bilden, die sehr großen elektrischen Widerstand besitzen. Diese dünnen Oberflächenschichten ermöglichen die Entstehung analoger Erscheinungen auf metallischen Polen, welche Johnsen-Rahbek mit geglätteten Halbleitern als Polen bekam.

Unter der Annahme, daß die Leitfähigkeit der Zwischenschicht von der Polspannung abhängig ist, kann man die Erscheinung mit der Theorie des Thomsonschen Elektrometers erklären.

Die Halbleiter, die bei der Johnsen-Rahbek-Anordnung benutzt wurden, spielen nur die Rolle eines in den Stromkreis geschalteten elektrischen Widerstandes, der so groß sein soll, daß der Strommesser bei Kurzschlüssen nicht beschädigt werden kann.

Technische Hochschule zu Warschau.

(Eingegangen am 15. Mai 1923)

Besprechungen.

Fischer, V., **Eine Darstellung des Nernstschen Wärmetheorems.** I. Teil. 23 S., 6 Abb. Blazek und Bergmann, Frankfurt a. M. 1923. II. Teil. 44 S., 12 Abb. Selbstverlag des Verfassers, Frankfurt a. M. 1923.

Ausgehend von geometrischen Vorstellungen wird das Nernstsche Wärmetheorem über die Beziehungen der Zustandsgrößen im Gebiet unendlich kleiner Temperatur umfassend dargestellt, und auf die Beziehungen der Zustandsgrößen in der Nähe anderer Grenzgebiete des Zustandes angewendet. W. Hort.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Stellenvermittlung für promovierte Physiker und Werkstudenten der physikalischen und physikalisch-technischen Richtung bei der Fachgemeinschaft deutscher Hochschullehrer der Physik.

Die Kriegsjahre haben gezeigt, daß die Ausbildung des Physikers ihm eine breite Grundlage gibt, die ihm befähigt, auf den verschiedensten Gebieten der mechanischen, optischen, elektrischen und chemischen Industrie wertvolle Dienste zu leisten. Immerhin besteht eine gewisse Schwierigkeit darin, die richtigen Physiker an die richtigen Stellen zu bringen, wo sie Nutzbringendes leisten können und an ihrer Arbeit Freude haben.

Um dieser Schwierigkeit abzuhelfen, insbesondere um den Universitäts- und Hochschul-Instituten und den industriellen Unternehmungen die Auffindung eines geeigneten Assistenten für das Laboratorium und für theoretische Arbeiten zu erleichtern, hat die Fachgemeinschaft deutscher Hochschullehrer der Physik auf der Bonner Physikertagung beschlossen, eine Vermittlungsstelle für promovierte Physiker in Berlin zu gründen, die von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für technische Physik in ihrer Tätigkeit unterstützt wird.

Diese Stelle soll zu gleicher Zeit die Unterbringung von Werkstudenten physikalischer und physikalisch-technischer Richtung vermitteln und fördern. Es hat sich gezeigt, daß diese häufig ganz vorzügliche Dienste leisten und mindestens einen auf dem Technikum ausgebildeten Laboranten ersetzen, so daß ihre Ferientätigkeit sehr häufig zu dauernder späterer Anstellung oder auch, wenn die ungünstigen Vermögensverhältnisse ein Weiterstudium nicht gestatten, schon vorher zu einer dauernden Anstellung geführt hat.

Über den Verkehr mit der Vermittlungsstelle, deren Einrichtung auf Veranlassung der Fachgemeinschaft deutscher Hochschullehrer der Physik Herr Professor Pirani, Berlin O., Ehrenbergstraße 11—14, übernommen hat, werden im folgenden die notwendigen Angaben gemacht:

I. Promovierte Physiker:

Der Stellungsuchende wendet sich an die Vermittlungsstelle zu Händen des Herrn Obersekretär Koch, Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Berlin-Charlottenburg, Werner Siemensstraße 8/12. Die Briefe sollen folgende Angaben enthalten:

1. Namen.
2. Adresse.
3. Geburtsdatum und Geburtsort.
4. Frühesten Eintrittstermin.
5. Augenblickliche Tätigkeit.
6. Gehaltsansprüche.
7. Stichworte über Ausbildung und frühere Tätigkeit.
8. Stichworte über eventuell veröffentlichte Arbeiten.
9. Gebiete, auf denen besondere wissenschaftliche und technische Erfahrungen vorliegen.
10. Wünsche bezüglich der Tätigkeit.
11. Sprachkenntnisse.
12. Personen, die über den Bewerber Auskunft erteilen.

Briefpapier, Briefumschlag und Rückporto für die Beantwortung sind beizulegen.

Dem Stellungsuchenden wird darauf mitgeteilt, wo ein freier Posten vorhanden ist, und es wird ihm anheimgestellt, sich auf dem Wege über die Vermittlungsstelle[1]) mit der betreffenden Firma oder dem Institut in Verbindung zu setzen. Der Inhalt seines Briefes interessiert die Vermittlungsstelle im allgemeinen nicht, nur die Tatsache, ob er sich mit der Firma oder dem Institut in Verbindung gesetzt hat oder nicht. Der Brief kann daher, falls dem Bewerber daran liegt, verschlossen sein.

Führt der Briefwechsel zu einer Anstellung, so teilt der Bewerber dies der Vermittlungsstelle sofort mit. Auch von einem negativen Resultat ist die Vermittlungsstelle zu unterrichten; dem Suchenden wird dann, falls noch eine für ihn in Betracht kommende Anfrage vorliegt, diese Adresse mitgeteilt.

Anfragen formaler Art sind an die Physiker-Vermittlungsstelle zu Händen Herrn Obersekretär Koch, solche persönlicher Art zu Händen Herrn Professor Pirani zu richten.

[1]) Dies betrifft nur die Einleitung der Korrespondenz; die spätere wird direkt geführt.



II. Werkstudenten:

Werkstudenten melden sich auf ihrer Hochschule bzw. Universität im Physikalischen Institut oder Institut der technischen Physik, dessen Leiter die Benachrichtigung der Vermittlungsstelle übernimmt. Um Porto zu sparen, werden die Schreiben dort gesammelt und an die Vermittlungsstelle weitergegeben, die sie dann an die Firmen, welche Werkstudenten haben wollen, verteilt.

Die Bewerbungen müssen enthalten:

1. Namen und genaue Adresse.
2. Semester (im allgemeinen mindestens 3. Semester).
3. Studienrichtung (mit Angabe der Professoren, deren Vorlesungen besucht werden).
4. Zeit und Monat, wenn disponibel.
5. Wünsche bezüglich Art und Ort der Beschäftigung (Provinz oder dergl., Handarbeit oder nur Laboratoriumsarbeit usw.).

Die Meldungen werden zweckmäßig mindestens $^1/_4$ bis $^1/_2$ Jahr im voraus erfolgen, da die industriellen Werke häufig zwei- bis dreimal so viel Angebote erhalten als sie unterbringen können.

Um einen Teil der entstehenden Unkosten zu decken, zahlen Firmen für jeden Fall der Inanspruchnahme der Vermittlungsstelle, unabhängig davon, ob sie zum Erfolg geführt hat oder nicht, 0,50 Goldmark, können aber, wenn sie glauben, die Vermittlungsstelle häufiger in Anspruch zu nehmen, diese Gebühr durch eine einmalige jährliche Zahlung von 5 Goldmark ablösen.

Staatliche Institute senden außer den Briefpapier für die Antwort das Porto in Form von Dienstmarken ein.

Promovierte Physiker zahlen, wenn die Vermittlung zum Erfolg geführt hat, 0,50 Goldmark im Laufe des ersten Halbjahres nach erfolgter Anstellung an die Vermittlungsstelle.

Berlin, November 1923.

Fachgemeinschaft deutscher Hochschullehrer der Physik.
Deutsche Physikalische Gesellschaft.
Deutsche Gesellschaft für technische Physik.

Die **Tauschstelle für wissenschaftliche Literatur** hat bereits Erfolg erzielt und erkennen lassen, daß ihre Schaffung einem Bedürfnis entsprach. Die ersten Tauschtage, so berichtet Regierungsrat Dr. Engelhardt im neuesten Hefte der „Berliner Hochschul-Nachrichten", ließen bis Anfang Dezember v. J. über 400 Bände im Werte von etwa 2500 Goldmark einliefern; weitere 500 Bände wurden angeboten. 53 Bände im Werte von 392 Goldmark wurden hiervon bereits wieder ausgegeben. Da der Besuch ständig zunimmt, kann damit gerechnet werden, daß die praktische Arbeit, an deren Erledigung Damen der Bibliothek und Frau Naumberg-Dahlem freiwillig helfen, der Büchernot der Gelehrten und Studenten wenigstens zu einem Teile zu steuern vermag.

Personalnachrichten.

Königsberg. O. Professor der theoretischen Physik an der Universität Königsberg Geh. Regierungsrat Dr. Paul Volkmann wurde zum 1. April 1924 von den amtlichen Verpflichtungen entbunden.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Von dem Herrn Reichspräsidenten wurde uns folgendes Schreiben übermittelt:

„Für Ihr freundliches Schreiben vom 22. November 1923 und dem beigefügten Abdruck der Reden in der Röntgengedächtnisfeier danke ich Ihnen verbindlichst und bitte Sie, meinen Dank auch den Mit unterzeichnern Ihres Schreibens zu übermitteln. Das interessante Zusammensein wird mir in angenehmer Erinnerung bleiben."

Mit dem Ausdruck vorzüglichster Hochachtung

gez.: Ebert.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin-Wilmersdorf, Südwestkorso 58 part. r., Telephon-Nr. Rheingau 2784.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. K. Becker, Berlin-Dahlem:
Herr cand. phys. Fritz Ebert, Osram, Fabrik A.-G., Berlin NW. 86, Sickingenstraße 71.

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Dr. M. Polanyi, Privatdozent und wiss. Mitglied des Kaiser Wilhelm-Instituts für Physik. Chemie, Berlin.

Seitens des Herrn Dr. W. Kast, Halle a. d. Saale:
Firma Chemische Fabrik Griesheim-Elektron, Bitterfeld.

Seitens des Herrn Ober-Ing. Hermann Kraatz, Mannheim:
Herr Dr. Schröder, in Fa. Rheinelektra, Mannheim, Werderstraße 40.

Seitens des Herrn Dr. Wilhelm Traub, Berlin NW.:
Herr Dr. Jakob Bingel, Physiker bei Osram, Berlin-Charlottenburg, Windscheidstraße 17.

Seitens des Herrn Dr. Fritz Wüst, Düsseldorf:
Herr Dr. phil. Friedrich Körber, stellv. Direktor des Kaiser Wilhelm-Instituts für Eisenforschung, Düsseldorf.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. R. Schachenmeier, Karlsruhe, Haydnplatz 3, jetzt Berlin-Pankow, Florastraße 16 II (Laboratoriumsvorstand und Betriebsdirektor bei der A. E. G.).

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig



Zeitschrift für technische Physik

1924 Fünfter Jahrgang Nr. 2

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Die physikalischen Vorgänge im Quecksilberdampfgleichrichter.

Von A. Günther-Schulze.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vortrag, gehalten vor der Gesellschaft für Technische Physik am 16. November 1923.)

Zum Gleichrichten von Wechselstrom werden entweder rotierende Umformer oder elektrische Gleichrichter verwandt, die aus elektrischen Ventilen aufgebaut sind. Ein elektrisches Ventil ist eine physikalische Anordnung, welche Elektronen in der einen Richtung mit einem geringeren Spannungsverlust strömen läßt als in der anderen. Es gibt so viel Arten von Ventilen, wie es Grenzen zwischen den drei Leiterarten: Metallen, Elektrolyten, Gasen gibt. Die wirksamste dieser Grenzen ist die Grenze Gas—Metall.

Elektronen können ohne Schwierigkeit aus einem Gasraum in ein Metall hineinströmen. Umgekehrt können sie aus einem kalten Metall in einen Gasraum unterhalb des normaleu Kathodenfalles überhaupt nicht und oberhalb desselben zunächst nur mit sehr geringer Stromstärke gelangen. Est wenn die Spannung so hoch gesteigert wird, daß die Glimmentladung in einen Lichtbogen umschlägt, lassen sich größere Ströme erzielen.

Eine kalte Metallelektrode in einem Gasraum ist also ein sehr vollkommenes Ventil.

Dieses Ventil ist die Grundlage der Quecksilbergleichrichter. Um es nutzbar zu machen, müssen die Elektronen, die in der durchlässigen Richtung aus den Gasraum in das Metall strömen sollen, irgendwie in das Gas befördert werden: Das Gas muß eine Elektronenquelle enthalten. Die wirksamste Elektronenquelle ist der Kathodenfleck eines Lichtbogens.

Bei einem Lichtbogen in Luft würde auch die Anode durch die Strahlung der Kathode und die hohe Temperatur so heiß werden, daß sie zu einer Elektronenquelle werden könnte. Also muß der Lichtbogen in einem verdünnten Gase erzeugt werden. Dann läßt sich der Elektrodenabstand soweit vergrößern und die Stromdichte an der Anode soweit verringern, daß die Anode kalt bleibt, wobei „kalt" eine Temperatur bedeutet, bei der noch keine merkliche thermische Elektronenemission stattfindet. Helle Rotglut ist in diesem Sinne für Elektronen noch kalt.

Der Kathodenfleck erzeugt eine starke Verdampfung des Kathodenmaterials. Soll der Gleichrichter eine befriedigende Lebensdauer haben, so muß das verdampfte Material der Kathode immer wieder zugeführt werden. Das einzige bei Zimmertemperatur flüssige Metall, das Quecksilber, schafft diese Möglichkeit.

Damit ist der Quecksilbergleichrichter gefunden. Die Ventilelektrode ist irgendein Metall, die Gasstrecke besteht aus sehr verdünntem Quecksilberdampf, die Elektronenquelle ist der Kathodenfleck eines Lichtbogens auf dem Quecksilber.

Da beide Richtungen des Wechselstromes auszunutzen sind, besteht ein Einphasengleichrichter aus zwei, ein Drehstromgleichrichter aus drei Ventilen. Die Untersuchung der physikalischen Eigenschaften eines Gleichrichters zerfällt in die Untersuchung der durchlässigen Richtung, d. h. des Lichtbogens, und der undurchlässigen Richtung, d. i. der Glimmentladung, und ihres Umschlags in einen Lichtbogen (Rückzündung). Die Untersuchung wird demzufolge vorwiegend mit Gleichstrom ausgeführt, da der Wechselstrom nur unnötige Komplikationen in die Untersuchung hineinbringt.

a) Durchlässige Richtung.

1. Die Vorgänge an der Kathode.

Durch den von J. Stark[1]) zu 5,27 Volt ermittelten Kathodenfall erhalten die Kationen diejenige Energie, mit der sie den Kathodenfleck bis zur Weißglut erhitzen. Bei dieser Temperatur

[1]) Ann. d. Phys. 18 (1905), S. 213.

erfolgt durch eine Kombination von Stoßwirkung und Temperaturwirkung Elektronenemission. Die emittierten Elektronen vermögen ihrerseits nach Durchlaufen des Kathodenfalles die Quecksilberatome in der Gasstrecke zu ionisieren und damit die erforderlichen Kationen zu schaffen.

Da die Ionisierungsspannung des Quecksilbers 10,4 V. und der Kathodenfall nur 5,27 V. beträgt, bestand hier bis vor einigen Jahren eine große Schwierigkeit in der Erklärung der Vorgänge, die durch die Arbeiten von Frank und Hertz[1]), Einsporn[2]), Grotrian[3]) und anderen beseitigt wurden, worauf weiter unten näher eingegangen werden wird.

Die Lichtbogenkathode enthält also ähnlich wie eine Glimmkathode ein doppeltes Ionisierungsgebiet. Die Unterschiede bestehen in einer sehr viel höheren Stromdichte, einer sehr viel geringeren Spannung und einer sehr viel geringeren Dicke des Fallraumes.

Die Größe des Kathodenfleckes ist der Stromstärke proportional und beträgt $2,53 \cdot 10^{-4}$ qcm pro Amp. Der Fleck ist also ganz außerordentlich klein. Die Stromdichte in ihm beträgt 4000 Amp./qcm.

An der Kathode läßt sich unter Zugrundelegung einer Stromstärke von 1 Amp. folgende Energiebilanz ziehen:

1. Einnahme: 5,27 Watt.

2. Ausgabe:

a) Strahlungsverlust: 0,0366 Watt, wenn t 2000^0 C. gesetzt wird. (Gemessen ist die Temperatur des Kathodenfleckes bisher noch nicht.)

b) Wärmeleitung aus dem Fleck in das Quecksilber: 2,68 Watt.

c) Verdampfungswärme des Quecksilbers: Es verdampfen in der Sekunde $7,20 \cdot 10^{-3}$ g pro Amp., wozu 2,20 Watt verbraucht werden.

Gesamtausgabe: 4,92 Watt.

Nur die Kationen bringen Energie zur Kathode, die Elektronen befördern sie in den Gasraum, also ist die Strömung im Fallraum überwiegend Kationenströmung und es befinden sich an der Kathode zwei Elektronenquellen: eine schwache in der Quecksilberoberfläche, eine starke an der äußeren Grenze des Fallraumes.

Da im Fallraum durch die Kationen eine Raumladung entsteht, läßt sich die Raumladungsgleichung anwenden: Diese lautet für parallele Ebenen im Abstande d

$$j = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{M}} \frac{v^{3/2}}{d^2} \qquad (1)$$

wo ε die Einheit der Ladung, M das Atomgewicht des Kations, v der Kathodenfall und j die Stromdichte sind. Die angegebene Form der Gleichung gilt für das Vakuum. Im Fallraum des Lichtbogens dürften jedoch Zusammenstöße stattfinden. Deshalb kann die Raumgleichung in diesem Falle nur über die Größenordnung orientieren. Da alle Werte außer d bekannt sind, berechnet sich dieses zu $4,5 \cdot 10^{-6}$ cm. Der mittlere Dampfdruck im Quecksilbergleichrichter beträgt 0,2 bis 0,3 mm. Die entsprechende freie Weglänge ist $4 \cdot 10^{-2}$ cm.

Nun ist nicht denkbar, daß d wesentlich kleiner als eine mittlere freie Weglänge ist, woraus sich die Vermutung ergibt, daß der Dampfdruck unmittelbar über dem Kathodenfleck viel größer als der mittlere Dampfdruck ist. Das leitet zu den Verhältnissen in der Gasstrecke über.

2. Die Vorgänge in der Gasstrecke.

Unter der vereinfachenden Annahme, daß im Kathodenfall der gesamte Strom durch Kationen transportiert wird, strömen auf 1 qcm Kathodenfleck in der Sekunde 8,21 g Hg-Ionen mit der Endgeschwindigkeit $2,23 \cdot 10^5$ cm/sec. zu. Diese üben auf die Kathode einen Stoßdruck von 1,8 Atm. aus. Dieser Stoßdruck erzeugt jedoch keine Vertiefung auf der Kathodenoberfläche, weil er durch die gegenseitige Anziehung von Kathode und Kationen hervorgerufen ist. Die den angegebenen Zahlen entsprechende mittlere Dichte beträgt 4,28 mm Quecksilber.

Ferner verdampfen von 1 qcm Kathodenfleck in der Sekunde 36,7 g Quecksilberatome, wobei sie die Oberfläche des Quecksilbers mit einer Geschwindigkeit von $2,14 \cdot 10^4$ cm in der Sekunde verlassen. Sie üben einen Reaktionsdruck von 0,78 Atm. auf die Quecksilberoberfläche aus. Infolge der großen Geschwindigkeit, mit der der Kathodenfleck auf dem Quecksilber hin- und herirrt, erzeugt dieser Reaktionsdruck jedoch nur eine Vertiefung von 1—2 mm. Die Dichte des Quecksilberdampfstrahls ist unmittelbar über der Kathode 200 mm Quecksilber, also fast 1000 mal so groß, wie die mittlere Dampfdichte im Gleichrichter bei Vollast. Der in der Höhe fahrende Dampfstrahl divergiert sehr stark und verliert dabei an Dichte und Geschwindigkeit. Zwischen den Anodenarmen ist seine Dichte bereits auf 0,2—0,3 mm und seine Geschwindigkeit auf $4,5 \cdot 10^3$ cm in der Sekunde gesunken. Auf die Wandungen, an denen er sich kondensiert, strömt der Dampf mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa $1 \cdot 10^3$ cm pro Sekunde zu, wenn der Gleichrichter voll belastet ist. Fig. 1 gibt ein Bild der Temperatur- und Dichteverhältnisse in einem Glasgleichrichter für 30 Amp. ohne Kühlung.

In dem Quecksilberdampf dieser Dichte spielen sich die elektrischen Strömungsvorgänge ab, wobei der größte Teil der Strecke zwischen den Elek-

[1]) Phys. Ztschr. **20** (1919), S. 132.
[2]) Ztschr. f. Phys. **2** (1920), S. 18.
[3]) Ztschr. f. Phys. **4** (1921), S. 89.

troden durch die sogenannte „positive Lichtsäule" erfüllt ist. Über diese kann man in paradoxer Form sagen, daß ihr Leuchten nicht durch den elektrischen Strom, sondern durch die Gefäßwände hervorgerufen wird. Werden nämlich die Gefäßwände soweit entfernt, daß ihr Abstand von der Verbindungsgeraden zwischen Anode und Kathode größer als die Länge dieser Geraden ist, so geht der Strom von der Anode zur Kathode, ohne die Gasstrecke zum Leuchten zu bringen. Es besteht dann ein lichtloser Lichtbogen. Je näher die Wände heranrücken, um so heller leuchtet der Bogen. Die Ursache hierfür liegt in der Diffusion der Elektronen an die Wände. Da die Elektronen unterhalb der Anregungsspannung von

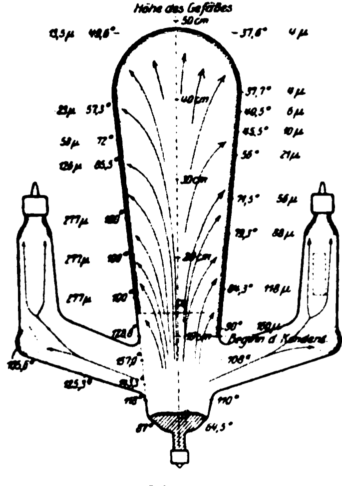


Fig. 1.

4,68 V. mit den Quecksilberatomen verlustlos zusammenstoßen, strömen sie nicht nur in Richtung der Feldlinien, sondern auch senkrecht dazu durch eine Art von Diffusion. Geraten sie dabei an eine Wand, so werden sie von dieser eingefangen und laden sie negativ auf. Infolgedessen zieht die Wand positive Ionen aus der Gasstrecke, die sich an ihr mit den Elektronen vereinigen. Es verschwinden also Ladungen aus der Gasstrecke. Infolgedessen muß die Spannung in ihr solange ansteigen, bis durch Stoßionisation ebensoviel Ionenpaare neu geschaffen werden, wie an der Wand verschwinden. Ehe die Elektronen die Ionisierungsspannung erreichen, durchlaufen sie die Anregungsspannung und bringen infolgedessen den Dampf zum Leuchten.

Aus ähnlichen Gründen verursachen die Wände auch die Temperaturerhöhung im Lichtbogen. Beim Fehlen der Wandstörungen ist der Spannungsverlust im Quecksilberdampf so gering, daß die Anregungsspannung nicht erreicht wird. Die Elektronen geben also keine Energie ab, die Gasstrecke bleibt kalt. Je näher die Wände rücken, um so größer werden die Stoßverluste, um so höher die Temperaturen. Diese zu messen, ist bisher nicht gelungen; in die Gasstrecke gebrachte Thermoelemente oder Bolometerdrähte nehmen infolge der außerordentlich geringen Wärmekapazität des verdünnten Quecksilberdampfes dessen Temperatur nicht einmal der Größenordnung nach zu.

Warburg[1]) hat jedoch gezeigt, wie man die Temperatur in einer Gasstrecke berechnen kann, wenn man annimmt, daß der Strom sich gleichmäßig über den gesamten Querschnitt verteilt und daß die Energieabgabe durch Strahlung gegenüber der durch Wärmeleitung zu vernachlässigen ist. Beides ist im Quecksilbergleichrichter hinreichend erfüllt. Die sich an einem Glasarm von 5,5 cm Durchmesser bei einem Strom von 10 Amp., einem Spannungsverlust von 0,252 V. pro cm und einer Temperatur der Glaswand von 200° C. ergebende Temperaturverteilung ist in Fig. 2

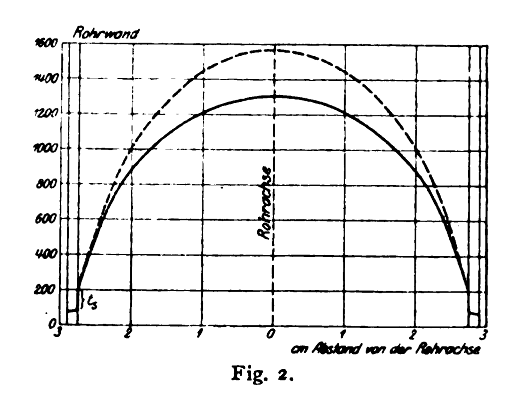


Fig. 2.

wiedergegeben. Danach beträgt die Temperatur in der Rohrachse 1300° C. Die Dichte ist in ihr nur $^1/_5$ von der bei dem gleichen Dampfdruck und Zimmertemperatur herrschenden Dichte. Es wird also die Leitfähigkeit des Quecksilberdampfes durch die Temperaturerhöhung stark vergrößert.

Wird der Gleichrichter mit Drehstrom belastet, so führt jeder Arm nur während eines Drittels der Periode Strom. Dauernde Temperatur- und Dichteschwankungen in den Armen sind die Folge. Die Rechnung ergibt, daß bei 50-periodigem Wechselstrom die Temperatur den Stromschwankungen fast momentan, die Dichte dagegen mit erheblicher Phasenverschiebung folgt. Der einsetzende Strom findet also zunächst die der Zimmertemperatur entsprechende hohe Dichte vor. Durch die momentan auf 1300° C. springende Temperatur wird alsbald ein heftiger Dampfstrahl aus dem Arm herausgeblasen, der die Dichte auf den dieser Temperatur entsprechenden

[1]) Ann. d. Phys. **54** (1895), S. 265.

Wert verringert. Ein etwas schwächerer Dampfstrahl stößt umgekehrt unmittelbar nach dem Erlöschen des Stromes in den betreffenden Arm herein und schleudert Staubteilchen und etwa vorhandene Fremdgase gegen die Anode.

Beim Fehlen von Wandstörungen findet in der Gasstrecke keine nennenswerte Ionisierung statt. Der Strom besteht in einem durchgehenden Transport der an den beiden Elektroden erzeugten Ionen. Dabei sind die Kationen so sehr viel langsamer als die Elektronen, daß sie keinen merklichen Beitrag zur Strömung liefern. Finden Verluste an den Wänden statt, so sammeln die Elektronen von Stoß zu Stoß Energie, bis bei der Anregungsspannung von 4,68 V. bei den Zusammenstößen die ersten Verluste auftreten. Diese Verluste sind zunächst jedoch sehr selten. Weitaus die meisten Elektronen vermögen weiter Energie zu sammeln, bis bei 6,7 V. etwas stärkere Anregung und Energieabgabe erfolgt. Aber auch diese geht nicht soweit, daß es nicht einigen Elektronen möglich würde, bis zur Ionisierungsspannung zu gelangen. Die von den Elektronen an die Atome abgegebene Energie dient dazu, die um die Quecksilberatome kreisenden Elektronen der äußersten Schale aus ihrer Normalbahn in eine weitere Bahn zu heben.

Aus dieser fallen sie in der Regel nach sehr kurzer Zeit unter Aussendung von Resonanzstrahlung in die Normalbahn zurück, lange ehe das Atom von dem nächsten Elektron getroffen wird. Es gibt jedoch unter den verschiedenen Bahnen der Quecksilberelektronen einige, aus denen die Elektronen nicht ohne weiteres in die Normalbahn zurückfallen können. Sie werden „metastabile Bahnen" genannt und bewirken, daß die von einem Elektron an das Quecksilberatom beim Stoß abgegebene Energie für den Ionisierungsprozeß nicht verloren ist, sondern aufbewahrt wird, bis das nächste Elektron zum Stoß kommt und diesem die Ionisierung entsprechend erleichtert. Die gleiche Energieaufspeicherung erfolgt auch noch dadurch, daß ein angeregtes Atom mit einem unangeregten zu einem Molekül zusammentritt. Auch in diesem Falle bleibt die Anregung erhalten, solange das Molekül bestehen bleibt. Beide Vorgänge haben zur Folge, daß bei starker Resonanzstrahlung Ionisierung schon dicht oberhalb 4,68 V. möglich ist. Deshalb beträgt der Kathodenfall auch nur 5,27 V. Ferner ist aus diesem Grunde der Spannungsverlust in der Gasstrecke bei gegebenem Dampfdruck um so niedriger, je größer die Stromdichte ist, da mit ihr die Intensität der Resonanzstrahlung wächst.

Solange noch kein Strom fließt, ist dagegen die volle Ionisierungsspannung zur Ionisierung nötig. Infolgedessen ist die Spannung, die bei brennendem Lichtbogen zum Zünden eines neuen Armes aufgewendet werden muß, ein gut Teil größer als die Brennspannung dieses Armes.

Der Dissoziationsgrad in der Gasstrecke des Quecksilberlichtbogens ist sehr gering. Die genaue Berechnung ist schwierig, weil die Bewegung der Elektronen im einzelnen noch nicht hinreichend bekannt ist. Eine Näherungsrechnung ergibt einen Dissoziationsgrad von 10^{-3} bis 10^{-4}. Unter 1000 Quecksilberatomen befindet sich also höchstens ein Ionenpaar.

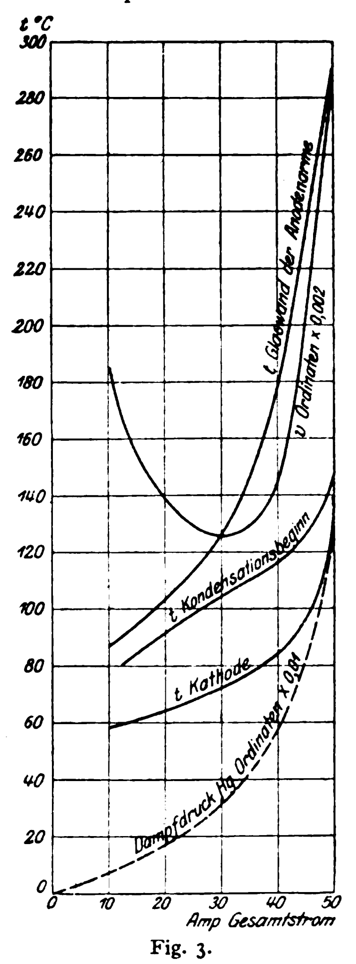


Fig. 3.

Bei den Großgleichrichtern mit Eisengefäß ist von Schenkel und Schottky[1]) eine besondere eigentümliche Wirkung der Wände aufgedeckt worden. Bei diesen Gleichrichtern ist die Kathode vom Gehäuse durch einen Isolator getrennt. Verbindet man das Gehäuse mit der Kathode, so fließen bei einer Belastung des Gleichrichters mit 500 Amp. durch die Verbindungsleitung Ströme bis zu 100 Amp., ohne daß sich ein Kathodenfleck auf dem Gehäuse zeigt.

Durch Ausschluß aller anderen Möglichkeiten wurden Schenkel und Schottky zu der An-

[1]) Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Kong. II (1922), S. 252.

nahme geführt, daß diese Ströme lichtelektrischen Ursprungs seien. Später hat Schottky die Theorie dieser Ströme durch die Annahme verbessert[1]), daß sie dadurch hervorgerufen würden, daß angeregte Quecksilberatome an die Gefäßwände gelangen und an diese ihre Anregungsenergie abgeben und dadurch Elektronen aus der Gefäßwand frei machen. Nach neueren Versuchen, die sowohl Herr Schottky als auch Herr Krämer mir zu zeigen die Liebenswürdigkeit hatten, scheint mir die Erklärung Schottkys richtig zu sein.

Die folgende Figur 3 gibt die für die praktischen Betriebe wichtigen Temperatur-Dampfdruck- und Spannungsverhältnisse in einem Gleichrichter für 30 Amp. wieder. Der Gleichrichter wurde bis zu einem Strom von 50 Amp. überlastet. Sämtliche Kurven wurden aufgenommen, nachdem die jeweilige Stromstärke so lange konstant gehalten war, daß sich der Endzustand hergestellt hatte. Bei Stromänderungen, die so schnell verlaufen, daß die Temperatur des Gefäßes und des Quecksilbers an der Kathode sich nicht wesentlich ändert, bleibt auch die Spannung fast völlig konstant. Infolgedessen ist ein Gleichrichter um so stärker überlastbar, je geringer die Dauer der Überlastung ist.

Bei höheren Dampfdrucken zieht sich der Lichtbogen zu einem dünnen Schlauch zusammen, einerlei, ob Gefäßwände in der Nähe sind oder nicht. Der Grund liegt in Stabilitätsverhältnissen. Bei geringem Dampfdruck, geringem Spannungsverlust und geringer Temperaturerhöhung in der Gasstrecke verteilt sich die Stromdichte in ganz ähnlicher Weise über den ihr gebotenen Raum wie die Feldliniendichte. Sobald jedoch der Druck so weit steigt, daß Stoßverluste eintreten und die Gasstrecke erhitzen, erhöht sich die Leitfähigkeit in der Achse des Bogens am stärksten. Infolgedessen wächst dort die Stromdichte am stärksten, damit wieder die Temperatur und die Leitfähigkeit und so fort. Der Bogen würde sich zu einer Linie zusammenziehen, wenn der Zusammenziehung nicht durch die steigende Wärmeableitung und die zunehmende Wegdiffusion von Resonanzstrahlung bei einem ganz bestimmten, durch Stromstärke und Dampfdruck definierten Querschnitt Halt geboten würde. Ist dieser Querschnitt kleiner als der Rohrdurchmesser, so löst sich der Lichtbogen von der Gefäßwand ab.

Von einschneidender Wirkung auf den Lichtbogen ist der Zusatz von Fremdgasen. Drei Entladungsformen sind zu unterscheiden: Die erste Form besteht aus einer breiten, geschichteten Entladung von großer Farbenschönheit und hohem Spannungsverbrauch, die sich besonders bei geringen Stromstärken von etwa 3 Amp. zeigt. Sie ist in Fig. 4 dargestellt. Einige Zeit nach dem Einschalten geht sie in die Form 2 über, die aus einem mittelbreiten Band besteht, das mäßig hell leuchtet und weniger Spannung verbraucht als die

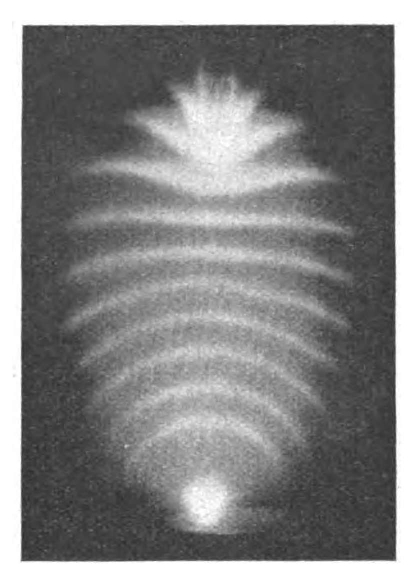


Fig. 4.

Form 1. Bei höheren Drucken neigt die Form 2 dazu, ganz plötzlich in die Form 3 umzuschlagen, die aus einem dünnen, außerordentlich hell leuchtenden, im Gefäß hin- und herzitternden Schlauch besteht und nur wenig Spannung verbraucht. Figg. 5 und 6 zeigen Form 2 und 3. Form 2 ist die normale Entladungsform.



Fig. 5. Lichtbogenband mäßiger Helligkeit ohne Schichten in Quecksilberdampf mit Wasserstoffzusatz. Partialdruck des Wasserstoffes 0,194 mm. Strom 5,0 Amp.

[1]) Phys. Zeitschr. **24** (1923), S. 350.

In reinem Quecksilberdampf ist der Lichtbogen, wie erwähnt, anfangs lichtlos. Mit dem Druck steigt die Spannung verhältnismäßig langsam an, bis bei einem Gesamtspannungsverlust von mehr als 4,68 V. das Leuchten von der Anode her gegen die Kathode zu vorrückt.

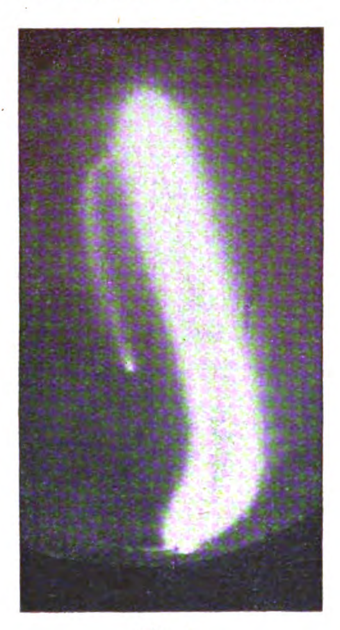


Fig. 6.

Wird dem Quecksilber Argon zugesetzt, so beteiligt sich dieses an der Stromleitung praktisch nicht in merklichem Maße, da seine Anregungsspannung bei 12 V. und seine Ionisierungsspannung bei 15,5 V. liegt. Es wirkt also nur wie eine Druckerhöhung des Quecksilbers, jedoch mit einer Ausnahme. Seine Wärmeleitfähigkeit ist fast 10 mal so groß wie die des Quecksilberdampfes. Also kann die Temperatur in der Strombahn nicht so hoch steigen wie bei Quecksilber, so daß der Spannungsverlust größer wird als bei reinem Quecksilber gleichen Druckes.

Bei Zusatz von mehratomigen Gasen, wie H, O, N sind die Verhältnisse verwickelter. Erstens sind diese Gase sämtlich bessere Wärmeleiter als der Quecksilberdampf und treiben dadurch den Spannungsverlust in die Höhe, am stärksten der Wasserstoff. Zweitens verlieren die Elektronen, wenn sie mit den Molekülen dieser Gase zusammenstoßen, jedesmal einen bestimmten Bruchteil ihrer Energie. Dieses bedingt eine um so stärkere Spannungserhöhung, je größer die Spannungsverluste sind. Die folgende Fig. 7 gibt die Erscheinung für eine Anzahl Fremdgase wieder.

Bei Quecksilber und Argon besitzen die Elektronen, die insgesamt die Anregungsspannung durchlaufen haben, annähernd auch die dieser Spannung entsprechende Energie und vermögen anzuregen, in Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff dagegen nicht. Beträgt beispielsweise in einem solchen Gase der Spannungsverlust im Mittel 5% der Energie des Elektrons und die Spannung auf einer mittleren freien Weglänge 0,2 V., so kann das Elektron niemals eine höhere Geschwindigkeit als 4 V. erreichen, wie große Spannungen es auch durchläuft. Trotz des größeren Spannungsverlustes bleibt also die Entladung dunkel. Als Beispiel sei angeführt, daß ein Lichtbogen in reinem Quecksilberdampf bei einem Spannungsverlust von 8 V. in der Gasstrecke hell leuchtet, während derselbe Lichtbogen bei Zusatz von Sauerstoff und einem Spannungsverlust von 80 V. dunkel ist.

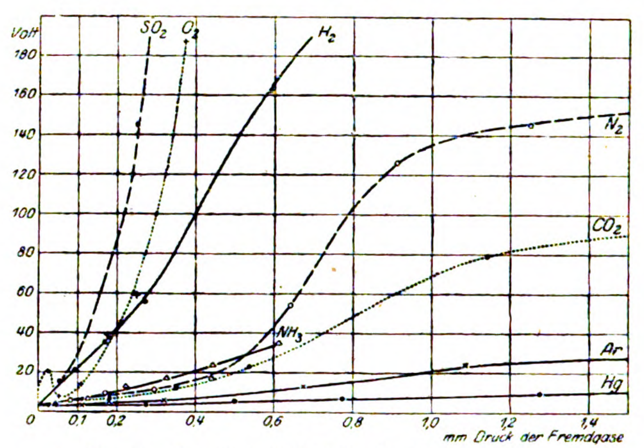


Fig. 7. Spannungsverlust in der Gasstrecke des Quecksilberlichtbogens bei Zusatz von Fremdgasen.

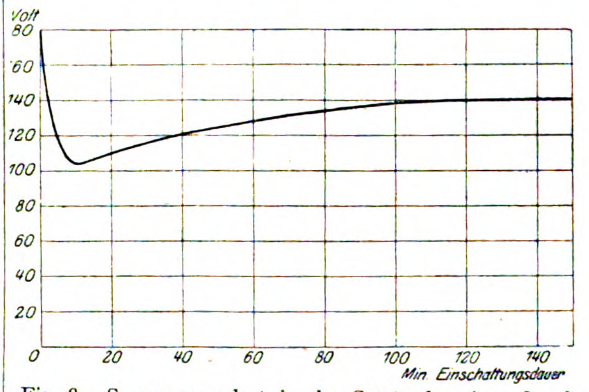


Fig. 8. Spannungsverlust in der Gasstrecke eines Quecksilberlichtbogens bei Zusatz von Stickstoff von 1,13 mm Partialdruck in Abhängigkeit von der Einschaltungsdauer. Strom 3,00 Amp.

Wird ein Gleichrichter, in dem sich merkliche Mengen Fremdgase befinden, gezündet, so verbraucht er, wie Fig. 8 zeigt, anfänglich eine hohe Spannung, weil der Qucksilberdampfdruck gering ist und das Fremdgas überwiegt. Mit der Dauer der Einschaltung steigt infolge der Erwärmung des Gleichrichters der Quecksilberdampfdruck und

die Spannung sinkt. Die Temperatur, die längere Zeit braucht, bis sie ihren Endwert erreicht hat, steigt jedoch weiter, also auch der Dampfdruck und infolgedessen beginnt auch die Spannung wieder zu steigen. Nimmt nun die Wärmeabgabe an die Umgebung schneller zu als die Spannung, so stellt sich, wie in Fig. 8, ein Gleichgewicht her.

Im anderen Fall treiben sich Temperatur, Spannungsverlust und Dampfdruck in die Höhe, bis der Gleichrichter rückzündet oder erlischt.

Eine unangenehme Begleiterscheinung der Fremdgase ist die Bildung einer die Gefäßwände und Isolatoren überziehenden Quecksilberschmiere. Diese bildet sich sowohl an Eisenanoden bei Gegenwart von Sauerstoff als auch in besonders ausgiebigem Maße an Graphitanoden bei Stickstoffzusatz. Bei Großgleichrichtern überzieht diese Schmiere den Isolator zwischen Kathode und Gehäuse und ermöglicht dem Kathodenfleck des Lichtbogens, auf das Gehäuse überzugehen, was häufig zu einer Rückzündung führt.

3. Die Vorgänge an der Anode.

Dem Kathodenfall an der Kathode entspricht an der Anode der Anodenfall. Zu seiner Erklärung werde angenommen, an der Anode höre in einem gegebenen Augenblick die Ionisierung auf. Dann würden die in der Nähe der Anode vorhandenen Kationen von ihr wegwandern und es entstände eine durch die zuwandernden Elektronen bedingte negative Raumladung. Diese würde so lange zunehmen, bis sie die Elektronen instand setzt, durch Stoßionisation soviel Kationen zu schaffen, wie in der Gasstrecke gebraucht werden. Die so entstandene Spannung ist der Anodenfall.

Beim Anodenfall muß man ebenso gut wie beim Kathodenfall zwischen einem normalen, konstanten Wert und einem anomalen, von der Stromstärke abhängigen Wert unterscheiden. Der erstere besteht, solange der Strom an der Anode diejenige Oberfläche vorfindet, die er braucht; der anomale Anodenfall entsteht, wenn der Strom durch eine zu kleine Oberfläche zusammengedrängt wird. Ist die Stromstärke so gering, daß an der Anode keine Ionisierungserleichterung durch Anregung vorhanden ist, so ist der normale Anodenfall gleich der Ionisierungsspannung von 10,4 V. Er sinkt um so mehr unter diesen Betrag, je mehr die Ionisierung durch Resonanzstrahlung erleichtert wird. Bei sehr starker Anregungsstrahlung kann er bis auf nahezu 4,68 V. abnehmen Der anomale Anodenfall, der bei geringer Stromstärke und sehr geringem Gasdruck vorkommt, ist höher als 10,4 V. Die Wirkung der Resonanzstrahlung nimmt zu: 1. Mit der Stromstärke, 2. mit dem Gasdruck (je dichter das Gas ist, um so weniger können die Strahlungsquanten wegdiffundieren), 3. durch Einfangen der Resonanzstrahlung in Vertiefungen und Bohrungen der Anode. Derartige Bohrungen sind um so wirksamer, je geringer der Dampfdruck, je höher also der Anodenfall ist. Deshalb geht kurz nach dem Einschalten eines Gleichrichters, so lange der Dampfdruck noch gering ist, fast die gesamte Strahlung in eine in die Anode gebohrte Höhlung. Es sieht infolgedessen aus, als ob aus der Höhlung eine kleine, bläuliche Flamme herausbrennt. Da der Dampfdruck kurz nach dem Einschalten gering und der Anodenfall infolgedessen groß ist, wird eine Anode, die einen geringen Wärmeinhalt besitzt, kurz nach dem Einschalten wesentlich heißer als bei Dauerbetrieb mit der gleichen Stromstärke. Das Material der Anode ist von geringem Einfluß auf den Anodenfall. Es kann also nach anderen Gesichtspunkten, wie leichte Entgasbarkeit, geringe Zerstäubung, höherer Schmelzpunkt ausgewählt werden. Allgemein eingebürgert haben sich Graphit für Glasgleichrichter und Eisen für Großgleichrichter.

b) Undurchlässige Richtung.

Die Beherrschung der Vorgänge in der undurchlässigen Richtung, insbesondere der Rückzündung, setzt die Kenntnis der gesamten Erscheinungen der Glimmentladung voraus. Die Darstellung dieser Erscheinungen überschreitet den Rahmen dieses Vortrages.

(Eingegangen am 30. November 1923.)

Originalmitteilungen.

Über die Veränderung von Zustandskurven zwischen beliebigen Grenzkurven nebst Anwendungen auf Wasser, Kohlensäure und Luft.

Von V. Fischer.

(Fortsetzung aus Nr. 1.)

IV. Berechnung der mittleren spezifischen Wärme.

8. Bei Verwendung der mittleren spezifischen Wärme folgt aus Gleichung (5)

$$c_{ps}\, d\,T_s = d\,J_s + d\,c_\pi (T_g - T_s). \qquad (33)$$

Daraus ergeben sich die weiteren Beziehungen

$$d\,c_\pi\,(T_g - T_s) = A\left[T_s\left(\frac{\partial v_s}{\partial T}\right)_p - s\right]d\,p \qquad (34)$$

und

$$d\,c_\pi (T_g - T_s) = c_{ps}\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{J_s} d\,p\,. \qquad (35)$$

Wenden wir in Gleichung (22) die abgekürzte Schreibweise



$$\left(\frac{\partial J}{\partial p}\right)_{T_{ü}} dp = d_p J_{T_{ü}}$$

an, so erhalten wir aus ihr

$$d_p J_{T_{ü}} - dJ_s = -c_{ps} dT_s + dc_\pi (T_ü - T_s). \quad (36)$$

Wir können aus diesen Gleichungen sowohl die Änderungen Δc_π der mittleren spezifischen Wärme bei geringem Druckunterschied Δp berechnen als auch die spezifische Wärme c_{ps} des trocken gesättigten Dampfes.

9. Schreiben wir Gleichung (33) in Form einer Differenzengleichung, so ergibt sich

$$\Delta c_\pi = \frac{c_{ps}\,\Delta T_s - \Delta J_s}{T_g - T_s}. \quad (37)$$

Wir wollen diese Gleichung benützen, um aus ihr die mittlere spezifische Wärme von Stickstoff zwischen seiner Siedetemperatur und einer Gastemperatur von 20° C zu berechnen. Dazu bedienen wir uns der Stickstofftafel von Plank.[1]) Die spezifische Wärme c_{ps} haben wir bereits an anderem Ort[2]) mit Hilfe der hierfür abgeleiteten Formel

$$c_{ps} = \frac{\frac{dJ_s}{dT}}{1 - \alpha\left(\frac{273}{T_s}\right)^2 \frac{dp_s}{dT}} \quad (38)$$

bestimmt. Für

$$t_s = -195^0\ \mathrm{C}$$

erhalten wir z. B. aus Gleichung (38)

$$c_{ps} = 0{,}269.$$

Es ergibt sich nun mit den Werten der Plankschen Stickstofftafel aus (37)

$$\Delta c_\pi = \frac{0{,}269 \cdot 2 - 0{,}31}{20 + 195} = 0{,}0011.$$

Die mittlere spezifische Wärme von Stickstoff zwischen -196^0 C und $+20^0$ C beim Druck einer at können wir mit Hilfe der vorliegenden Versuchswerte[3]) bestimmen. Es folgt aus diesen

$$c_\pi = 0{,}2528.$$

Wir können mit genügender Annäherung diesen Wert auch beim Druck von 0,984 at als geltend annehmen, um damit im Einklang zu bleiben mit den Plankschen Tabellenwerten. Es wird nun nach denselben auf Grund unserer obigen Berechnung für einen Druck von 1,24 at die mittlere spezifische Wärme zwischen der Siedetemperatur von -194^0 C und der Gastemperatur von $+20^0$ C

$$c_\pi = 0{,}2528 + 0{,}0011 = 0{,}2539.$$

In gleicher Weise sind für die übrigen Drucke der Plankschen Tabelle die mittleren spezifischen Wärmen $c_{\pi_{20}}$ berechnet und in der unten stehenden Tabelle 1 eingetragen. Überdies enthält dieselbe auch die mittleren spezifischen Wärmen $c_{\pi_{100}}$ zwischen der Siedetemperatur und einer Gastemperatur von 100° C.

Bezeichnen wir die Überhitzungswärmen mit $ü$, so können wir schreiben:

$$ü_{20} = c_{\pi_{20}}(293 - T_s) \quad (39)$$

und

$$ü_{100} = c_{\pi_{100}}(373 - T_s). \quad (40)$$

Die Werte von $ü_{20}$ und $ü_{100}$ sind ebenfalls in Tabelle 1 eingetragen. Die Unterschiede $ü_{100} - ü_{20}$ sind unveränderlich und mithin vom Druck unabhängig. Die geringen Abweichungen, welche die Tabellenwerte zeigen, rühren von den Ungenauigkeiten her, die sich bei Summierung der berechneten Differenzen Δc_π ergeben.

10. Gleichung (36) können wir z. B. benutzen, um die aus Versuchswerten berechneten Tabellen für gesättigten und überhitzten Wasserdampf zu überprüfen. Wir wollen sie anwenden, um aus ihr $\Delta_p J_{T_{ü}}$ für überhitzten Wasserdampf mit Hilfe der Jakobschen Zahlentafeln[1]) für die Druckdifferenz

$$\Delta p = (4 - 2)\ \mathrm{at}$$

und die Überhitzungstemperatur

$$t_ü = 550^0\ \mathrm{C}$$

zu berechnen. Es folgt dann aus Gleichung (36)

$$\Delta_p J_{T_{ü}} = 8{,}1 - 0{,}516 \cdot 23{,}3 + 0{,}009(550 - 131{,}25) = -0{,}15,$$

während sich aus der Jakobschen Zahlentafel (6) ergibt:

$$\Delta_p J_{T_{ü}} = 856{,}3 - 856{,}4 = -0{,}1.$$

Diese gute Übereinstimmung gilt aber nicht für alle Drucke, wie untenstehende Tabelle 2 zeigt. Wir ersehen aus derselben, wenn wir von Unregelmäßigkeiten absehen, die innerhalb der Genauigkeitsgrenzen der Werte von J fallen, daß nach der Jakobschen Tabelle $\Delta_p J_{T_{ü}}$ mit wachsendem Druck abnimmt, und mithin sich der überhitzte Wasserdampf mit wachsendem Druck dem vollkommenen Gaszustand nähert, während aus den nach Gleichung (36) berechneten Werten von $\Delta_p J_{T_{ü}}$ das Umgekehrte und Wahrscheinlichere folgt.

---

[1]) Siehe „Hütte" 1, 21. Aufl., S. 457.

[2]) Siehe V. Fischer, Neue Gleichungen zur Bestimmung der spezifischen Wärme trocken gesättigter Dämpfe und siedender Flüssigkeiten nebst Anwendungen auf Kohlensäure und Luft, Zeitschr. f. techn. Phys. 4 (1923) S. 29.

[3]) Siehe Holborn, Scheel, Hennig, Wärmetabellen der Physikal.-Techn. Reichsanstalt, Braunschweig 1919, S. 56, Tabelle 31 und S. 58, Tabelle 33.

[1]) Siehe Jakob, Die spezifische Wärme und das spezifische Volumen des Wasserdampfes für Drucke bis 20 at und Temperaturen bis 550° C, Zeitschr. d. Ver. deutscher Ing. 56 (1912), S. 1983, 1984, Zahlentafeln 1 bis 6.

Tabelle 1.

$p =$	0,984	1,240	1,558	1,885	2,329	2,805	3,352	3,964
$T_s =$	77	79	81	83	85	87	89	91
$c_{\pi_{20}} =$	0,2528	0,2539	0,2551	0,2566	0,2584	0,2605	0,2631	0,2665
$c_{\pi_{100}} =$	0,2521	0,2529	0,2538	0,2549	0,2562	0,2577	0,2596	0,2620
$ü_{20} =$	54,6048	54,3346	54,0812	53,8860	53,7472	53,6630	53,6724	53,8330
$ü_{100} =$	74,6216	74,3526	74,1096	73,9210	73,7856	73,7022	73,7264	73,8840

Tabelle 2.

$\Delta p =$	2—1	4—2	6—4	8—6	10—8	12—10	14—12	16—14	18—16	20—18
$\Delta_p J_{T_ü} =$ nach Gleichung (36)	— 1,39	— 0,15	— 1,25	— 0,9	— 1,23	— 1,34	— 1,25	— 0,93	— 1,65	— 1,37
$\Delta_p J_{T_ü} =$ nach Tabelle 6 v. Jakob	— 1,1	— 0,1	— 0,5	— 0,3	0	— 0,1	— 0,1	0	0	+ 0,1

Der Grund für diese Unstimmigkeiten scheint darin zu liegen, daß die Jakobschen Werte für c_{p_s} für die oberen Drucke etwas zu hoch sind. Tatsächlich sind auch die neueren Versuchswerte niedriger.[1])

V. Zustandsänderungen, die durch das Sättigungsgebiet verlaufen.

11. Wir betrachten nun die Veränderungen einer Isobaren p, die durch das Sättigungsgebiet geht, zwischen zwei Zustandskurven Z_1 und Z_2, von denen die eine im Überhitzungs- und die andere im Flüssigkeitsgebiet verläuft, siehe Fig. 2 und 3. Es ist dann

$$J_2 - J_1 = \int_{T_1}^{T_s} c_{pf}\, dT + r + \int_{T_s}^{T_2} c_p\, d \qquad (41)$$

und es folgt aus Gleichung (41)

$$\left.\begin{aligned} dJ_2 - dJ_1 &= c_{p_2}\, dT_2 - c_{p_1}\, dT_1 \\ &\quad + (c_{p_o} - c_{p_s})\, dT_s + dr \\ &+ dp\left[\int_{T_1}^{T_s}\left(\frac{\partial c_{pf}}{\partial p}\right)_T dT + \int_{T_s}^{T_2}\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T dT\right]. \end{aligned}\right\} \qquad (42)$$

Wir können uns Gleichung (41) und (42) ebenso wie (1) und (3) im $c_{p_s} T$-Diagramm durch Flächen veranschaulichen, siehe Fig. 2.

Verwenden wir statt der wahren die mittlere spezifische Wärme, so tritt an Stelle von Gleichung (41)

$$J_2 - J_1 = c_{\pi f}(T_s - T_1) + r + c_\pi(T_2 - T_s) \qquad (43)$$

und an Stelle von Gleichung (42)

$$\left.\begin{aligned} dJ_2 - dJ_1 &= c_{p_2}\, dT_2 - c_{p_1}\, dT_1 \\ &\quad + (c_{p_o} - c_{p_s})\, dT_s + dr \\ &\quad + dc_{\pi f}(T_s - T_1) + dc_\pi(T_2 - T_s). \end{aligned}\right\} \qquad (44)$$

[1]) Siehe Knoblauch und Raisch, Die spezifische Wärme des überhitzten Wasserdampfes für Drucke von 20 bis 30 at und von Sättigungstemperatur bis 350° C, Zeitschr. d. Ver. deutscher Ing. 66 (1922), S. 423, Zahlentafel 2.

Unter Benützung von Gleichung (9) geht (42) über in

$$\left.\begin{aligned} \int_{T_1}^{T_s}\left(\frac{\partial c_{pf}}{\partial p}\right)_T dT + \int_{T_s}^{T_s}\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T dT &= A(v_2 - v_1) \\ - A\left[T_2\left(\frac{\partial v_2}{\partial T}\right)_p - T_1\left(\frac{\partial v_1}{\partial T}\right)_p\right]& \\ - (c_{p_o} - c_{p_s})\frac{dT_s}{dp} - \frac{dr}{dp}& \end{aligned}\right\} \qquad (45)$$

für

$$T_1 = T_s = T_2$$

wird

$$v_1 = \sigma$$
$$v_2 = s,$$

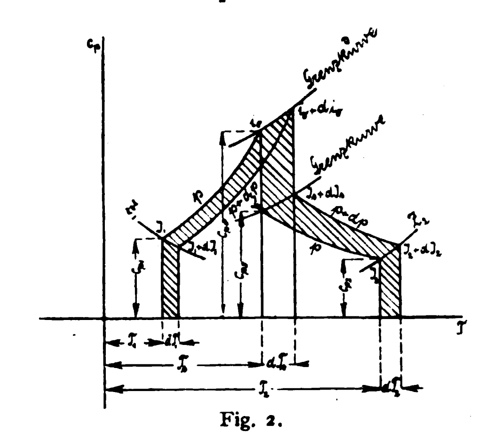


Fig. 2.

es verschwinden die beiden Integrale in Gleichung (45) und sie geht über in

$$\left.\begin{aligned} c_{p_o} - c_{p_s} &= A(s - \sigma)\frac{dp_s}{dT} \\ &- AT_s\left[\left(\frac{\partial v_s}{\partial T}\right)_p - \left(\frac{\partial v_\sigma}{\partial T}\right)_p\right]\frac{dp_s}{dT} - \frac{dr}{dT}, \end{aligned}\right\} \qquad (46)$$

woraus unter Anwendung der Clapeyron-Clausiusschen Beziehung die Plancksche Gleichung folgt.

Nehmen wir nun an, daß die Zustandskurve Z_1 zusammenfällt mit einer Linie gleichen Wärmeinhaltes, die durch den Schnittpunkt der Isobare mit dem Flüssigkeitsast der Grenzkurve geht und die Kurve Z_2 mit einer Linie gleichen Wärmeinhaltes, die durch den Schnittpunkt der Isobare mit dem Ast des trocken gesättigten Dampfes der Grenzkurve geht, siehe Fig. 3. Es wird dann:

$$d J_1 = d J_2 = 0 ,$$

$$d T_1 = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{i_0} d p ,$$

$$d T_2 = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{J_s} d p$$

und

$$T_1 = T_s = T_2 .$$

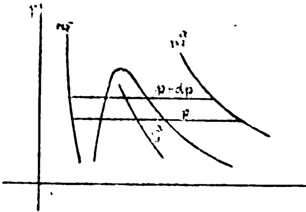


Fig. 3.

Es verschwinden daher die Integrale in Gleichung (42) und diese geht über in

$$0 = c_{p_s}\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{J_s} d p - c_{p_\sigma}\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{i_\sigma} d p + (c_{p_\sigma} - c_{p_s}) d T_s + d r . \quad (47)$$

Gleichung (47) ist eine andere Form der Planckschen Gleichung, wovon man sich mit Hilfe von (9) leicht überzeugt.

12. Nehmen wir an, die obere Grenzkurve Z_2 liege im Gasgebiet, dann wird

$$J_2 = f(T_g)$$

und Gleichung (43) geht über in

$$J_1 + c_{\pi f}(T_s - T_1) + r + c_\pi (T_g - T_s) = f(T_g) . \quad (48)$$

Nun ist

$$J_1 + c_{\pi f}(T_s - T_1) + r = i_\sigma + r = J_s , \quad (49)$$

damit folgt aus Gleichung (48)

$$J_s + c_\pi (T_g - T_s) = f(T_g) \quad (50)$$

für

$$T_g = \text{konst.}$$

wird daher auch

$$J_s + c_\pi (T_g - T_s) = \text{konst.} \quad (51)$$

Für Luft folgt z. B. für

$$t_g = 20^0 \text{ C}$$

mit dem für eine at bestimmten Werte

$$c_\pi = 0{,}2528$$

aus Gleichung (51)

$$54{,}10 + 0{,}2528 (293 - 77) = 104{,}7048 .$$

Mit diesem Werte sind nun die Werte von $c_{\pi_{20}}$ unter Benutzung der Plankschen Stickstofftafel aus Gleichung (51) berechnet und in Tabelle 3 eingetragen. Ebenso sind die Werte von $c_{\pi_{100}}$ bestimmt. Außerdem sind die Überhitzungswärmen $\ddot{u}_{20}$ und $\ddot{u}_{100}$ in Tabelle 3 eingetragen. Der Vergleich mit Tabelle 1 zeigt in ersterer ein langsameres Anwachsen von c_π mit dem Druck als in letzterer. Die nach Gleichung (51) berechneten Werte von c_π erscheinen zuverlässiger als diejenigen nach Gleichung (37).

Wir wollen Gleichung (51) auch auf überhitzten Wasserdampf anwenden. Die mittlere spezifische Wärme desselben ist bei dem Druck einer at sowie zwischen 100^0 und 1400^0 C mit

$$c_\pi = 0{,}5221$$

bestimmt worden.[1]) Nehmen wir an, daß die Isotherme des Wasserdampfes bei 1400^0 C mittels der van der Waalsschen Zustandsgleichung darstellbar ist, so wird diese Isotherme im p, v-Diagramm für Drucke bis zum kritischen Druck nur wenig von der gleichseitigen Hyperbel abweichen, die dem vollkommenen Gaszustand entspricht. Es gilt dann Gleichung (51) angenähert bis zum kritischen Druck und wir können mit derselben die mittlere spezifische Wärme c_π des Wasserdampfes zwischen dessen Siedetemperatur und 1400^0 C für alle Drucke bis zum kritischen Druck berechnen. Wir bedienen uns dazu der Tabelle für gesättigten Wasserdampf von Schüle.[2]) Diese enthält aber nicht den Wärmeinhalt J_s, sondern die Gesamtwärme λ. Bezeichnen wir den Rauminhalt des Wassers bei 0^0 C mit σ_0, so ist

$$J_s = \lambda + A P \sigma_0 . \quad (52)$$

Gleichung (51) geht mit (52) über in

$$\lambda + A P \sigma_0 + c_\pi (T_g - T_s) = \text{konst.} \quad (53)$$

Aus (53) folgt

$$638{,}7 + \frac{1}{427} 10333 \cdot 0{,}001 + 0{,}5221 (1400 - 100) = 1317{,}45 .$$

Daraus sind nach Gleichung (53) die nachfolgenden Werte von c_π ermittelt:

---

[1]) Siehe Holborn, Scheel, Henning, Wärmetabellen der Physikal.-Techn. Reichsanstalt, Braunschweig 1919, S. 58, Tabelle 32.

[2]) Siehe Schüle, Die Eigenschaften des Wasserdampfes nach den neuesten Versuchen, Zeitschr. d. Ver. deutscher Ing., **55**, Jahrg. 1911, S. 1507, 1508, Zahlentafel 1—4.

Tabelle 3.

$p =$	0,984	1,240	1,538	1,885	2,329	2,805	3,352	3,964
$T_s =$	77	79	81	83	85	87	89	91
$c_{\pi_{20}} =$	0,2528	0,2537	0,2547	0,2558	0,2571	0,2585	0,2599	0,2614
$c_{\pi_{100}} =$	0,2521	0,25275	0,2535	0,2543	0,2552	0,25615	0,2572	0,2582
$\ddot{u}_{20} =$	54,6048	54,2948	53,9948	53,7248	53,4848	53,2448	53,0248	52,7948
$\ddot{u}_{100} =$	74,6216	74,3116	74,0116	73,7416	73,5016	73,2616	73,0416	72,8116

Tabelle 4.

$p =$	0,00622	0,02	1,0333	20	50	100	150	200	224,2
$t_s =$	0^0	$17,2^0$	100^0	$211,5^0$	$262,8^0$	$309,7^0$	$340,7^0$	$364,4^0$	374^0
$c_\pi =$	0,5162	0,5165	0,5221	0,541	0,560	0,606	0,656	0,715	0,793

Tabelle 5.

$t_s =$	− 17,5	− 12,5	− 7,5	− 2,5	+ 2,5	+ 7,5	+ 12,5	+ 17,5	+ 22,5	+ 27,5	+ 30,5	+ 31,175
$x =$	1	0,95	0,90	0,845	0,80	0,76	0,72	0,67	0,63	0,57	0,53	0,51

Je niedriger der Dampfdruck ist, desto weniger ändert sich mit diesem die spezifische Wärme c_π, so daß sie mit gegen Null abnehmendem Druck lediglich eine Funktion der Temperatur wird.

Bei Holborn, Scheel und Henning finden sich die mittleren spezifischen Wärmen bei dem Druck einer at für Überhitzungstemperaturen, um je 100^0 ansteigend bis zu 1400^0 C. Wir können daher in gleicher Weise, wie dies hier gezeigt wurde, auch für kleinere Druckbereiche und für geringere Überhitzungstemperaturen die mittleren spezifischen Wärmen c_π zwischen diesen und den entsprechenden Siedetemperaturen bestimmen.

13. Wir betrachten nun die Veränderung einer Isobaren zwischen zwei Zustandskurven Z_1 und Z_3 von denen die erstere im Flüssigkeitsgebiet und die letztere im Sättigungsgebiet verläuft, siehe Fig. 3. Es ist dann

$$j - i = \int_{T_f}^{T_s} c_{pf}\, d\,T + x\,r, \tag{54}$$

daraus folgt

$$\left.\begin{aligned} dj - di &= c_{p\sigma}\, d\,T_s - c_{pf}\, d\,T_f \\ &+ dp \int_{T_f}^{T_s} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d\,T + x\,dr + r\,dx. \end{aligned}\right\} \tag{55}$$

Nehmen wir an, daß die Kurve Z_1 mit dem Flüssigkeitsast der Grenzkurve und die Kurve Z_3 mit einer Linie gleichen Wärmeinhaltes zusammenfällt, so wird

$$d\,i = d\,i_\sigma,$$

$$d\,j = 0,$$

$$d\,x = \left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)_j d\,p$$

und

$$T_f = T_s,$$

$$d\,T_f = d\,T_s.$$

Gleichung (55) geht damit über in

$$-\,d\,i_\sigma = c_{p\sigma}\, d\,T_s - c_{p\sigma}\, d\,T_s + x\,dr + r\left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)_j dp,$$

bzw. in

$$\frac{d\,i_\sigma}{dp} = -\,x\,\frac{d\,r}{dp} - r\left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)_j. \tag{56}$$

Für

$$x = 0$$

erhalten wir daher

$$\frac{d\,i_\sigma}{dp} = -\,r\left(\frac{\partial_0 x}{\partial p}\right)_j. \tag{57}$$

Nachdem $\frac{d\,i_\sigma}{dp}$ lediglich eine Funktion von T ist, so gilt nach Gleichung (56) und (57) auch

$$x\,\frac{d\,r}{dp} + r\left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)_j = r\left(\frac{\partial_0 x}{\partial p}\right)_j = f(T). \tag{58}$$

Es kann nun bei bestimmter Siedetemperatur einen Wert von x geben, für welchen bei beginnender Drosselung des Flüssigkeits-Dampfgemisches seine Zusammensetzung sich nicht ändert. Es wird dann

$$\left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)_j = 0 \tag{59}$$

und es geht Gleichung (56) über in

$$d\,i_\sigma = -\,x\,d\,r. \tag{60}$$

Fragen wir uns z. B., welche Zusammensetzung ein Flüssigkeits-Dampfgemisch der Kohlensäure bei einer Siedetemperatur von $+\,22,5^0$ C haben muß, damit Gleichung (59) und (60) gilt. Aus der Tafel für gesättigte Dämpfe der Kohlensäure[1]) folgt hierfür:

$$x = -\,\frac{\Delta\,i_\sigma}{\Delta\,r} = \frac{4{,}99}{7{,}91} = 0{,}63\,.$$

[1]) Siehe „Hütte", 1, 21. A., S. 453.

Das Gemisch muß demnach 63% Dampf und 37% Flüssigkeit enthalten.

In gleicher Weise sind die Werte von x bis zum kritischen Punkt berechnet und in Tabelle 5 eingetragen. Bis zu 27,5° C ergibt sich ein gleichmäßiges Anwachsen von x mit der zugehörigen Siedetemperatur.

Ebenso sind mit Hilfe der Tafel von Schüle[1]) die Werte von x für Wasserdampf bis zum kritischen Punkt berechnet und in Tabelle 6 eingetragen. Bei 352,5° C zeigt sich hierbei eine Unregelmäßigkeit, die auf eine Ungenauigkeit in den Schüleschen Werten zurückzuführen sein dürfte. Der Vergleich von Tabelle 5 und 6 ergibt, daß in beiden Fällen der Wert von x beim kritischen Punkt ungefähr 0,5 wird.

Tabelle 6.

$t_s =$	257,5	277,5	302,5	327,5	352,5	373
$x =$	0,93	0,73	0,635	0,55	0,56	0,505

Wir können die Werte von x, welche Gleichung (59) und (60) entsprechen, auch in einem Mollierschen J, S-Diagramm bestimmen. Ziehen wir uns im Sättigungsgebiet die Linien von gleichbleibenden x, so gilt in den Punkten, wo sich diese mit Linien von gleichbleibendem Wärmeinhalt berühren, Gleichung (59). In einem Mollierschen J, S-Diagramm sind die letzteren Linien zur S-Achse parallele Gerade, so daß diese Bestimmung eine sehr einfache ist.

Bei einem Sättigungsdruck, der oberhalb desjenigen liegt, der (59) entspricht, wird

$$\left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)_j > 0. \tag{61}$$

Es tritt bei beginnender Entspannung des Flüssigkeits-Dampfgemisches unter unverändert bleibendem Wärmeinhalt eine Verminderung von x, mithin ein Niederschlagen von Dampf ein.

Bei einem Sättigungsdruck, der unterhalb desjenigen liegt, der (59) entspricht, wird

$$\left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)_j < 0. \tag{62}$$

Es tritt bei beginnender Entspannung des Flüssigkeits-Dampfgemisches unter unverändert bleibendem Wärmeinhalt eine Vermehrung von x, mithin ein Verdampfen ein.

Für

$$x = 1$$

folgt aus Gleichung (60):

$$d i_a = - d r. \tag{63}$$

Mithin wird

$$d J_s = d i_s + d r = 0. \tag{64}$$

Es erhält dann, wie man aus den Dampftabellen erkennt, J_s einen Höchstwert.

Bei sehr niedrigen Dampfdrucken kann erfahrungsgemäß ein Höchstwert von r auftreten. Es wird dann

$$\frac{d r}{d p} = 0 \tag{65}$$

und Gleichung (58) geht über in

$$\left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)_j = \left(\frac{\partial_0 x}{\partial p}\right)_j = \frac{1}{r} f(T) = f_1(T). \tag{66}$$

Es wird mithin bei beginnender Entspannung unter unverändert bleibendem Wärmeinhalt die Dampfbildung für jeden Wert von x die gleiche.

Gleichung (58) und ihre Sonderfälle können auch zur Überprüfung des Sättigungsgebietes von Zustandsdiagrammen dienen.

Wir können in Gleichung (56) auch die spezifische Wärme c_o einführen, indem wir beachten, daß

$$c_o\, d T_s = d i_o - A \sigma\, d p_s \tag{67}$$

ist. Mit Gleichung (67) geht (56) über in

$$c_a = - x \frac{d r}{d T} - \left[r \left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)_j + A \sigma \right] \frac{d p_s}{d T}. \tag{68}$$

Wenn es möglich ist, durch den Versuch jenen Wert von x zu bestimmen, durch den (59) erfüllt wird, so läßt sich aus Gleichung (68) c_o für Sättigungsdrucke berechnen, die oberhalb des Höchstwertes von J_s liegen.

(Schluß folgt.)

Beiträge zur Theorie von Pumpen und Kompressoren.

Von E. Altenkirch.

1. Die Erzeugung von Unterdruck in Räumen mit Flüssigkeitsabschluß.

Die Technik sieht sich oft vor die Aufgabe gestellt, den Arbeitsvorgang und die Dimensionen von Pumpen oder Kompressoren zu berechnen, die innerhalb einer gegebenen Zeit ein vorgeschriebenes Vakuum oder einen gewünschten Druck in einem Behälter erzeugen sollen, dessen Volumen fortlaufend durch eindringende oder abströmende Flüssigkeit verändert wird und von dem jeweiligen Druck abhängig ist. Das einfachste Beispiel ist die Kolbensaugpumpe zur Förderung von Wasser aus Tiefen bis zu maximal 10 m. Verwickelter ist der Vorgang beispielsweise im Mammutbagger, auf dessen Einzelheiten hier jedoch nicht eingegangen werden soll.[1])

[1]) Siehe Schüle, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing., **55**, Jahrg. 1911, S. 1508, Tafel 4.

[1]) Vgl. Steen, Zeitschr. d. Ver. Deut. Ing. **67** (1923), S. 804.



Soweit mir bekannt, ist diese Aufgabe vom theoretischen Gesichtspunkt aus noch nicht umfassend behandelt worden. Der vorliegende Beitrag zu dieser Frage liefert einige Ergebnisse von allgemeinerem Interesse, die seine Veröffentlichung an dieser Stelle rechtfertigen werden.

Als einschränkende Voraussetzung sei angenommen, daß alle Vorgänge isotherm verlaufen. Ferner wird von Beschleunigungsvorgängen abgesehen. Druck und Flüssigkeitssäule seien stets in statischem Gleichgewicht. Eine etwaige Verdampfung und der Partialdruck der Flüssigkeit werden vernachlässigt. Die Flüssigkeitssäule wird voraussetzungsgemäß genau soweit emporgesaugt oder herabgedrückt, daß ihre Höhe der Druckdifferenz zwischen den im Behälter und außerhalb desselben befindlichen Gasmengen entspricht, Der Querschnitt des Saugraums, soweit er mit Flüssigkeit erfüllt werden kann, wird als gleichmäßig angenommen. Ändert er sich unstetig, so muß die Berechnung absatzweise durchgeführt werden.

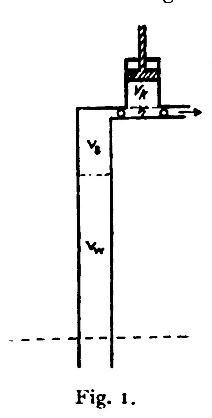


Fig. 1.

Weiter geht die folgende Rechnung davon aus, daß der Luftdruck und der Flüssigkeitsspiegel außerhalb des Behälters unverändert bleibt, daß also die Außenräume groß sind im Verhältnis zum betrachteten Innenraum. (Für die Theorie des Mammutbaggers muß diese Beschränkung natürlich fallen.)

Die Pumpe oder der Kompressor, der zur Luftbewegung dient (einfachwirkend, ohne Ventil- und Lässigkeitsverluste und ohne Druckausgleich), habe einen kolbenbestrichenen Raum v_k und einen schädlichen Raum v_l.

Das Volumen des Raumes, der über den durch Gleichheit des äußeren und inneren Druckes gegebenen Anfangszustand hinaus bei vollem Vakuum von Flüssigkeit unter Berücksichtigung ihres spezifischen Gewichtes erfüllt werden würde, sei der Wasserraum v_w (Fig. 1). Das Volumen des Raumes, der darüber hinaus auch bei vollem Vakuum von Flüssigkeit frei bleibt, sei der Saugraum v_s. Bei dieser Definition kann v_s auch negativ werden: wenn der Wasserraum eine geringere Höhe besitzt, als der Druckhöhe des Außenraumes entspricht (in der Höhe der Flüssigkeitssäule gemessen), wenn also der Wasserraum, aus dem die Luft abgesaugt wird, bereits vor Erreichung des vollen Vakuums mit Flüssigkeit angefüllt ist, so ist der Raum, um den der Wasserraum v_w verkürzt erscheint, $- v_s$.

Ist nun der Anfangsdruck des äußeren Raumes p_a, der Druck im Behälter nach n Kolbenhüben p_n und nach dem nächsten Hube p_{n+1}, so ist der noch nicht von Wasser erfüllte Teil des Raumes v_w, also der noch gaserfüllte Wasserraum

$$v_{wn} = v_w \cdot \frac{p_n}{p_a}$$

bzw.

$$v_{wn+1} = v_w \cdot \frac{p_{n-1}}{p_a} \,.$$

Andrerseits ist im Fall der Luftabsaugung der wirksame Pumpenraum v_p infolge der Wirkung des schädlichen Raumes v_l

$$v_p = v_k - v_l \left(\frac{p_a}{p_{n+1}} - 1 \right).$$

Da sich die Drucke nach den obigen Voraussetzungen umgekehrt wie die zugehörigen Volumina verhalten, so ist die durch einen Kolbenhub hervorgerufene Druckabnahme

$$\frac{p_{n+1}}{p_n} = \frac{v_s + v_{wn}}{v_s + v_{wn+1} + v_p}$$

$$= \frac{v_s + v_w \dfrac{p_n}{p_a}}{v_s + v_w \dfrac{p_{n+1}}{p_a} + v_k - v_l \left(\dfrac{p_a}{p_{n+1}} - 1 \right)}$$

$$= \frac{\dfrac{v_s}{v_w} + \dfrac{p_n}{p_a}}{\dfrac{v_s}{v_w} + \dfrac{p_{n+1}}{p_a} + \dfrac{v_k}{v_w} - \dfrac{v_l}{v_w} \left(\dfrac{p_a}{p_{n+1}} - 1 \right)}.$$

Diese Gleichung läßt sich nach p_{n+1}/p_a auflösen und ergibt die durch einen Kolbenhub hervorgerufene Druckabnahme:

$$\frac{p_{n+1}}{p_a} = \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{v_s}{v_w} + \frac{v_k}{v_w} + \frac{v_l}{v_w} \right)^2 + \frac{v_l}{v_w} + \frac{p_n}{p_a} \left(\frac{p_n}{p_a} + \frac{v_s}{v_w} \right)}$$
$$- \frac{1}{2} \left(\frac{v_s}{v_w} + \frac{v_k}{v_w} + \frac{v_l}{v_w} \right).$$

Durch den Schluß von n auf $n + 1$ gewinnt man hieraus, von $p_n = p_a$ ausgehend, einen Ausdruck, der den Enddruck nach n Hüben angibt. Er ist aber für eine größere Hubzahl sehr verwickelt, so daß er für die Durchführung sowohl von allgemeinen Rechnungen wie von Zahlenrechnungen ungeeignet ist.

Dagegen läßt sich das Ergebnis überraschend einfach auf zeichnerischem Wege finden.

Man trägt vom Schnittpunkt A (Fig. 2) zweier sich rechtwinklig schneidenden Geraden auf einer derselben nach der einen Richtung die Längeneinheit AB ab, nach der anderen Richtung

$$AC = \frac{v_l}{v_w}, \quad CD = \frac{v_k}{v_w} \quad \text{und} \quad DE = \frac{v_s}{v_w}$$

ab. Der über BC als Durchmesser geschlagene Kreis trifft dann die andere Gerade in F, und es ist

$$AF = \sqrt{\frac{v_l}{v_w}}\,.$$

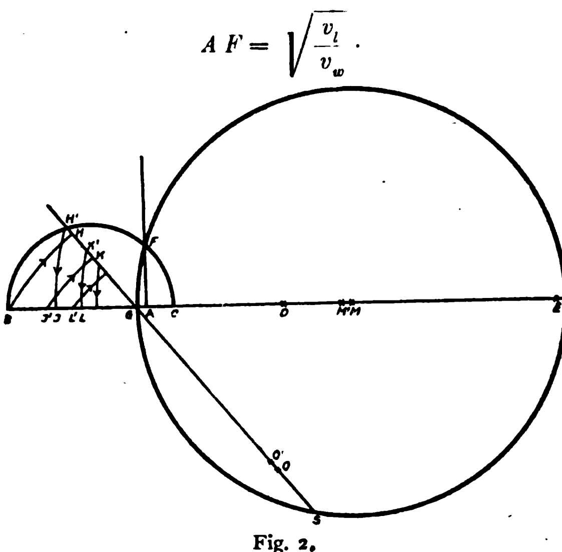


Fig. 2.

Ist M die Mitte von

$$AE = \frac{v_l}{v_w} + \frac{v_k}{v_w} + \frac{v_s}{v_w}\,,$$

so ist

$$\overline{MF}^2 = \frac{1}{4}\left(\frac{v_l}{v_w} + \frac{v_k}{v_w} + \frac{v_s}{v_w}\right)^2 + \frac{v_l}{v_w}\,.$$

Trägt man nun in den um M mit MF als Radius geschlagenen Kreis von dem Schnittpunkt G dieses Kreises mit AB die Strecke $\frac{v_s}{v_w} = GS$ als Sehne ein und trägt auf der rückwärtigen Verlängerung dieser Sehne von G aus $\frac{p_n}{p_a} = GH'$ ab, so würde die von H' aus an den Kreis mit dem Radius MF gezogene Tangente die mittlere Proportionale zwischen

$$\frac{p_n}{p_a} \quad \text{und} \quad \frac{p_n}{p_a} + \frac{v_s}{v_w}$$

sein. Die Strecke $H'M$ ist daher als Hypotenuse des rechtwinkligen Dreiecks, dessen eine Kathete diese Tangente und dessen andere Kathete der Radius MF ist, gleich dem obigen Wurzelausdruck, von dem nur noch

$$MA = \frac{1}{2}\left(\frac{v_l}{v_w} + \frac{v_k}{v_w} + \frac{v_s}{v_w}\right)$$

abzuziehen ist, um $\frac{p_{n+1}}{p_a}$ abzugreifen. Diese Subtraktion wird am bequemsten auf BA vorgenommen, indem man um M mit MH' einen Kreis schlägt, der BA in J trifft. Dann ist

$$AJ = \frac{p_{n+1}}{p_a}\,.$$

Dieses Verfahren kann wiederholt werden, indem man von diesem neuen Druck ausgeht und AJ von G aus auf GH' abträgt. Es läßt sich jedoch noch weiter verkürzen.

Bezeichnet man den Punkt, in dem ein um G mit $GM = MF$ geschlagener Kreis die Sehne GS trifft, mit O, so würde bekanntlich der um O mit demselben Radius geschlagene Kreis auf GE eine Sehne von derselben Länge $GS = \frac{v_s}{v_w}$ abschneiden. Dies kann man benutzen, um die weitere zeichnerische Ermittlung der Drucke noch zu vereinfachen. AJ kann von G aus auf GB bis zum Punkte J' abgetragen werden, und man schlägt nunmehr um O mit OJ' einen Kreis, der GH' in K trifft. Durch Addition von GA gelangt man wieder zu K' und GK' ist dann $\frac{p_{n+2}}{p_a}$. Durch einen neuen Kreis um M mit MK' findet man auf AB den Punkt L, und es ist nach Addition von $GA = LL'$

$$GL' = \frac{p_{n+3}}{p_a}\,.$$

Die jedesmalige Addition von GA läßt sich noch erleichtern, wenn man von O und M aus auf OG um MG in der Entfernung GA die Punkte M' und O' markiert. Das Verfahren ist dann außerordentlich einfach. Nachdem man die Konstruktion durch die Zeichnung der beiden Kreise und die Eintragung der entsprechenden Sehne sowie die Markierung der Punkte M', M und O', O vorbereitet hat, schlägt man, wenn man beispielsweise von dem Anfangsdruck p_a ausgeht

$$\left(\frac{p_n}{p_a} = 1\right),$$

zunächst mit OB um O einen Kreis; Schnittpunkt auf der verlängerten Sehne H; dann $OH = O'H'$; dann Kreis um M mit MH', der GB in J trifft; $MJ = M'J'$; Kreis um O mit OJ' ergibt K, $OK = O'K'$ usw.; GH', GJ', GK' usw. sind dann die sich ergebenden Drucke. Die Ermittlung j e d e r n ä c h s t e n Druckstufe erfordert also t r o t z d e r v e r w i c k e l t e n F u n k t i o n n u r e i n e n e i n z i g e n K r e i s c h l a g.

Interessant sind einige Grenzfälle.

Ist der schädliche Raum verschwindend, so ist $GA = MM' = OO' = 0$ und die Konstruktion

vereinfacht sich noch. In den Kreis mit dem Radius $\frac{1}{2}\left(\frac{v_s}{v_w}+\frac{v_k}{v_w}\right)$ ist dann nur $\frac{v_s}{v_w}$ als Sehne einzutragen, und um M und O sind die Kreise zu schlagen, die die mit jedem neuen Hub entstehenden Drucke unmittelbar abzulesen gestatten.

Ist v_k klein gegenüber v_s, so bildet die Sehne mit dem Durchmesser einen sehr spitzen Winkel, und die Druckabnahme erfolgt sehr langsam. Ist $\frac{v_s}{v_w} = 0$, so wird die Sehne zur Tangente.

Ist v_w klein, so werden die Kreisbogen zu zwei Scharen von parallelen, auf den von G ausgehenden Sekanten senkrecht stehenden Linien. Bei $v_w = 0$ nimmt die rechte Seite der Gleichung die Form $\infty - \infty$ an. Doch folgt aus der Ausgangsgleichung mit $v_w = 0$

$$\frac{p_{n+1}}{p_a} = \frac{\frac{v_l}{v_s} + \frac{p_n}{p_a}}{1 + \frac{v_k}{v_s} + \frac{v_l}{v_s}}.$$

In der Tat ist die Konstruktion dieses Ausdruckes genau dieselbe, wie sie sich aus der Grenzbetrachtung ergibt. Zwei Strahlen schneiden sich unter einem Winkel, der durch

$$\cos\varphi = \frac{v_s}{v_l + v_k + v_s}$$

bestimmt ist. Auf dem einen Strahl wird sodann vom Schnittpunkt S aus $\frac{v_l}{v_s} + \frac{p_n}{p_a}$ aufgetragen und vom Endpunkt aus auf den anderen Strahl ein Lot gefällt. Die so erhaltene Strecke ist $\frac{p_{n+1}}{p_a}$. Diese verlängert man wieder um $\frac{v_l}{v_s}$ und fällt auf den anderen Strahl die Senkrechte, die $\frac{p_{n+2}}{p_a}$ abschneidet usw.

Ein besonders merkwürdiges Ergebnis zeitigt der Fall, daß v_s negativ ist, daß also die Flüssigkeit durch die Pumpe angesaugt wird. Die oben angegebene Konstruktion ist dann ungeeignet, da der Kreis mit dem Radius

$$\sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{v_k}{v_w}+\frac{v_l}{v_w}-\frac{v_s}{v_w}\right)^2+\frac{v_l}{v_w}}$$

in der Regel zu klein wird, um v_s/v_w als Sehne aufnehmen zu können. Man verfährt dann beispielsweise nach Fig. 3 folgendermaßen:

Man schlägt um Punkt M mit

$$\frac{1}{2}\frac{v_l}{v_w},\quad \frac{1}{2}\left(\frac{v_l}{v_w}+\frac{v_k}{v_w}\right),\quad \frac{1}{2}\frac{v_s}{v_w}$$

und

$$\frac{p_n}{p_a} - \frac{1}{2}\frac{v_s}{v_w}$$

Kreise, die einen Durchmesser in A, B, C und D schneiden. In C zieht man eine Tangente, die den äußersten Kreis in E schneidet. EB würde für kleine v_l/v_w bereits der Wurzelausdruck sein. Zur Berücksichtigung dieses Korrektionsgliedes konstruiert man wie früher $\sqrt{\frac{v_l}{v_w}} = CF$ auf der von C ausgehenden Tangente, schlägt um B mit BF einen Kreis, der CD in G schneidet, und

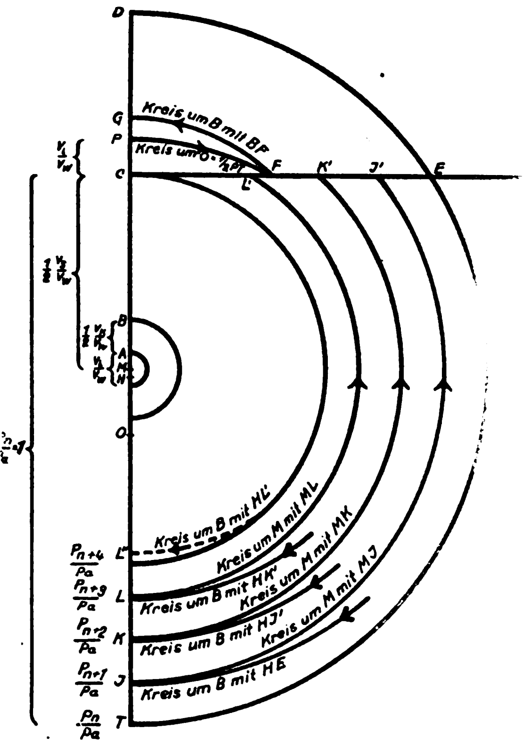


Fig. 3.

trägt GC von B aus auf BM bis zum Punkte H ab. Es ist dann EH der gesuchte Wurzelausdruck, von dem noch $\frac{1}{2}\left(\frac{v_k}{v_w}+\frac{v_l}{v_w}-\frac{v_s}{v_w}\right)$, also die Strecke BC, abzuziehen ist oder, da sie negativ ist, mit ihrem absoluten Werte zu addieren wäre. Das geschieht, indem man mit EH um B einen Kreis schlägt, der den Durchmesser auf der entgegengesetzten Seite in J trifft. CJ ist dann p_{n+1}/p_a. Schlägt man nun weiter mit MJ einen Kreis um M, der die Tangente in J' trifft, und schlägt man mit HJ' einen Kreis um B, der MJ in K trifft, so ist $CK = \frac{p_{n+2}}{p_a}$ usw. Wenn der Kreis MJ innerhalb des Kreises mit $\frac{1}{2}\frac{v_s}{v_w}$ schneidet, wenn also p_n/p_a kleiner wird als v_s/v_w,

so erfolgt das Ansaugen der Flüssigkeit durch die Pumpe.

Auffallend ist nun das Resultat, das man bei der Durchführung dieser graphischen Berechnung an praktischen Beispielen erhält, daß nämlich die Druckabnahme mit zunehmendem Vakuum schneller wird, daß also das Wasser einer Pumpe in einem Rohr zunächst langsamer, dann schneller emporsteigt, bis das Ansaugen durch die Pumpe erfolgt.

Diese Beschleunigung der Evakuation mit der ansteigenden Flüssigkeit ist am größten, wenn kein schädlicher Raum vorhanden ist. Mit größer werdendem schädlichem Raum wird die Beschleunigung geringer und geht bei großem schädlichem Raum in eine Verlangsamung über. Dazwischen gibt es für jede gegebene Saughöhe einen ganz bestimmten schädlichen Raum, bei dem ein zeitlich vollkommen linearer Anstieg des Wassers und eine völlig gleichmäßige Evakuation erfolgt.

Die Bedingung dafür ist, daß

$$\frac{p_n}{p_a} = \frac{p_a - n\,\Delta p}{p_a}$$

und folglich auch

$$\frac{p_{n+1}}{p_a} = \frac{p_a - (n+1)\,\Delta p}{p_a}$$

ist. Setzt man diesen Ausdruck in die früher für p_{n+1}/p_n entwickelte Gleichung ein, so erhält man

$$\frac{1-(n+1)\frac{\Delta p}{p_a}}{1-n\frac{\Delta p}{p_a}} = \frac{\frac{v_s}{v_w}+1-n\frac{\Delta p}{p_a}}{\left\{\frac{v_s}{v_w}+1-(n+1)\frac{\Delta p}{p_a}+\frac{v_k}{v_w}-\frac{v_l}{v_w}\cdot\frac{(1+n)\frac{\Delta p}{p_a}}{1-(1+n)\frac{\Delta p}{p_a}}\right\}}.$$

Löst man diese Gleichung auf und berücksichtigt, daß sie für beliebige n bestehen muß, so erhält man

$$\text{I.}\qquad \frac{\Delta p}{p_a} = \frac{1}{2}\left(\frac{v_k}{v_w}+\frac{v_l}{v_w}\right)$$

und mit diesem Wert

$$\text{II.}\qquad -\frac{v_s}{v_w} = \frac{2\frac{v_l}{v_w}}{\frac{v_l}{v_w}+\frac{v_k}{v_w}} + \frac{1}{2}\left(\frac{v_l}{v_w}+\frac{v_k}{v_w}\right)$$

oder

$$\frac{v_l}{v_w} = \sqrt{\left(2+\frac{v_s}{v_w}\right)^2 + 4\frac{v_k}{v_w}} - \left(2+\frac{v_s}{v_w}+\frac{v_k}{v_w}\right).$$

In der Tat findet man mit diesem Werte des schädlichen Raumes

$$\frac{p_{n+1}}{p_a} = \frac{p_n}{p_a} - \frac{1}{2}\left(\frac{v_k}{v_w}+\frac{v_l}{v_w}\right),$$

also eine lineare Druckabnahme.

Diese Abhängigkeit des für ein lineares Ansaugen erforderlichen schädlichen Raumes von der

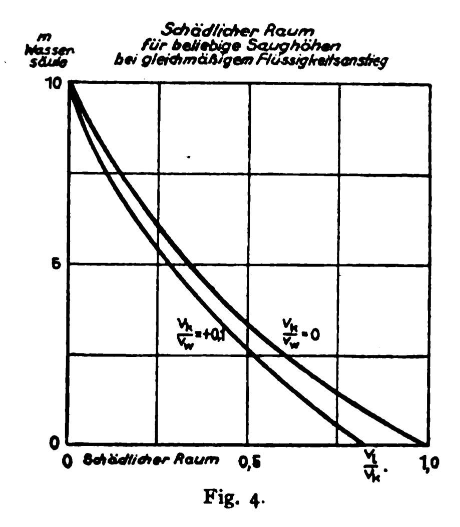


Fig. 4.

jeweiligen Saughöhe ist in Fig. 4 aufgetragen. Der in Betracht kommende schädliche Raum ist demnach für geringe Saughöhen ganz beträchtlich. In

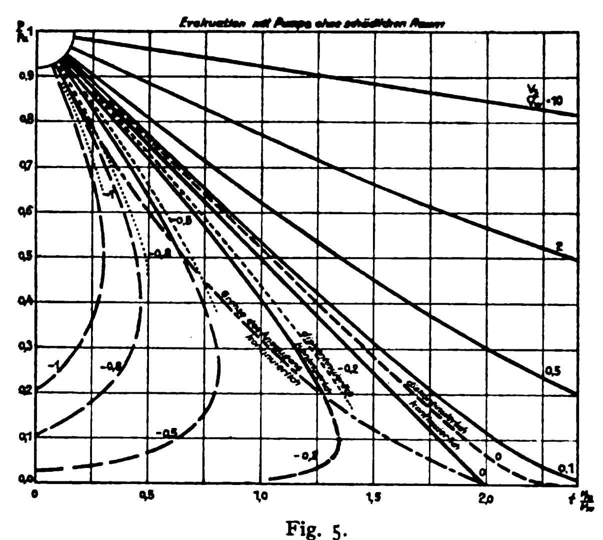


Fig. 5.

Fig. 5 zeigen die gestrichelten Linien für verschiedene negative v_s/v_w die Druckabnahme mit einer großen Kolbenpumpe ($v_k = 0{,}1 \cdot v_w$) geringer Tourenzahl ohne schädlichen Raum. Nur für $\frac{v_s}{v_w} = 0$ und

ein wenig kleinere Saughöhen ist eine Abnahme der Evakuationsgeschwindigkeit festzustellen; bei

$$\frac{v_s}{v_w} = -\frac{1}{2}\frac{v_k}{v_w} = -0{,}05$$

würde das Ansaugen mit gleichmäßiger Geschwindigkeit vor sich gehen. Bei geringeren Saughöhen nimmt die Geschwindigkeit zu. In Fig. 6 ist dasselbe mit einem schädlichen Raum von $\frac{v_l}{v_k} = 0{,}1$ aufgetragen. Hierbei zeigt jetzt auch die Kurve mit $\frac{v_s}{v_w} = -0{,}2$ eine Abnahme der Evakuationsgeschwindigkeit, während bei geringerer Saughöhe wieder eine Zunahme erfolgt. Die Grenze, bei der ein geradliniges Ansaugen erfolgt, ist eine $\frac{v_s}{v_w} = -0{,}237$ entsprechende Saughöhe. Die Kurven sind über das reelle Gebiet hinaus fortgesetzt,

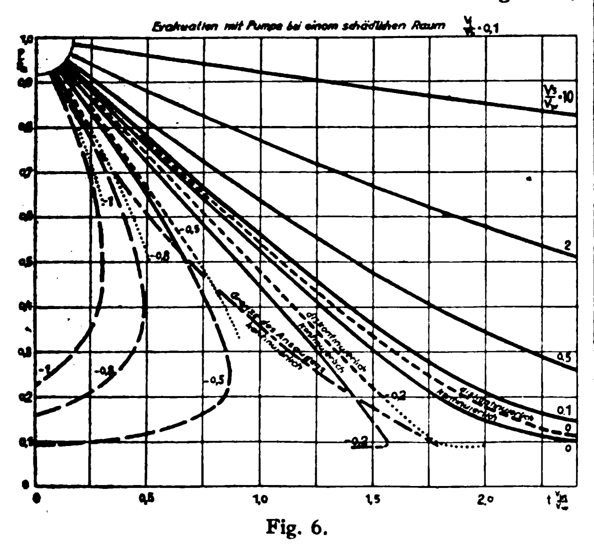


Fig. 6.

und die Kurve $-0{,}2$ weist eigentümlicherweise in diesem Gebiet gegen Ende eine gewisse geringe Pendelung auf, bevor die Gleichgewichtslage mit $0{,}\overline{09}$ erreicht wird. Da auf Beschleunigungsvorgänge keine Rücksicht genommen wurde, ist dies nur ein Hinweis auf die Komplikation der exakten mathematischen Funktion des diskontinuierlichen Vorganges.

Die Formel gibt auch Aufschluß über den Einfluß der Tourenzahl auf die Ansaugegeschwindigkeit. Die Tourenzahl in der Minute möge mit m bezeichnet werden.

Wählt man v_k kleiner und n entsprechend größer, so daß das sekundliche Hubvolumen dasselbe bleibt, so wird die Ansaugegeschwindigkeit größer. Dies geht einfacher auch aus der Formel hervor, wenn man v_w klein werden läßt.

Ist $v_w = 0$, so nimmt die Ausgangsgleichung die Form an:

$$\frac{p_{n+1}}{p_n} = \frac{v_s}{v_s + v_k - v_l\left(\frac{p_a}{p_{n+1}} - 1\right)},$$

die nach p_{n+1}/p_n aufgelöst und mit dem Schluß von n auf $n+1$ zu der bekannten Lösung führt:

$$\frac{p_n}{p_a} = \frac{\frac{v_l}{v_s} + \frac{v_k}{v_s}\left(1 + \frac{v_l}{v_s} + \frac{v_k}{v_s}\right)^{-n}}{\frac{v_l}{v_s} + \frac{v_k}{v_s}};$$

setzt man nun

$$n = \frac{m}{60}t, \quad \frac{v_l}{v_s}\cdot\frac{m}{60} = \frac{v_{lt}}{v_s}, \quad \frac{v_k}{v_s}\cdot\frac{m}{60} = \frac{v_{kt}}{v_s},$$

so wird

$$\frac{p_n}{p_a} = \frac{\frac{v_l}{v_s} + \frac{v_k}{v_s}\left[1 + \left(\frac{v_{lt}}{v_s} + \frac{v_{kt}}{v_s}\right)\frac{60}{m}\right]^{-\frac{m}{60}t}}{\frac{v_l}{v_s} + \frac{v_k}{v_s}}$$

eine Funktion, die den Einfluß der Tourenzahl bei unverändertem sekundlichem Hubvolumen zeigt. Für $m = \infty$ erhält man noch

$$\frac{p_n}{p_a} = \frac{\frac{v_l}{v_s} + \frac{v_k}{v_s}e^{-\left(\frac{v_{lt}}{v_s} + \frac{v_{kt}}{v_s}\right)t}}{\frac{v_l}{v_s} + \frac{v_k}{v_s}}.$$

Diese Funktionen sind in dem Diagramm Fig. 7 dargestellt. In der Tat zeigt sich, daß die langsamere Tourenzahl bei entsprechend größerem Hubvolumen von recht nachteiligem Einfluß auf die Evakuationsgeschwindigkeit ist. Dies steht anscheinend im Widerspruch mit der Erfahrung, nach der ein besseres Vakuum und ein sichereres Ansaugen der Flüssigkeit bei langsamerer Tourenzahl erzielt wird. Doch sind dann jedenfalls andere Gründe, wie das Spiel der Ventile, Beschleunigungsvorgänge usw., dafür verantwortlich zu machen.

In allen Fällen ergibt die Evakuation aus geschlossenen Räumen ($v_w = 0$) eine Verlangsamung des Druckabfalls mit steigendem Vakuum. Um das graphisch ermittelte Ergebnis des gegenteiligen Verhaltens bei nachdringender Flüssigkeit sicherzustellen, ist auch eine für den allgemeinen Fall brauchbare Funktion erforderlich. Unter der Beibehaltung von v_w kann man zu einer analytisch bequemen Lösung nur gelangen, wenn man kleine Hubvolumina und große Tourenzahlen voraussetzt. Dann ist

$$\frac{p + dp}{p} = \frac{\frac{v_s}{v_w} + \frac{p}{p_a}}{\frac{v_s}{v_w} + \frac{v_{kt}}{v_w}dt - \frac{v_{lt}}{v_w}\left(\frac{p_a}{p+dp} - 1\right)dt + \frac{p+dp}{p_a}}.$$

Luftabsaugung durch Kolbenluftpumpe bei beliebigem schädlichen Raum. Zeitlicher Druckabfall.

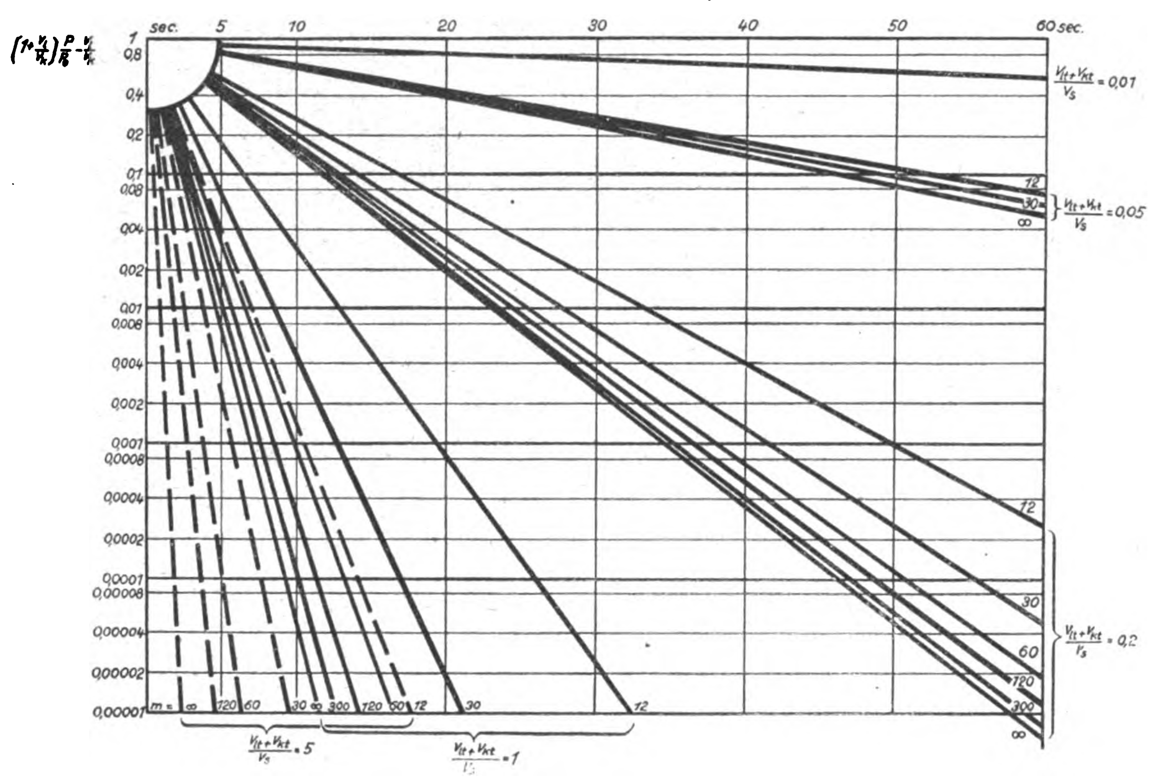


Fig. 7.

Diese Differentialgleichung ist nicht homogen. Vernachlässigt man die Glieder, in denen ein Produkt von zwei oder mehr unendlich kleinen Größen auftritt, so erhält man nach Trennung der Variablen

$$-dt = \frac{2 v_w \, dp}{(v_{kt} + v_{lt}) p_a} + \frac{v_s + \dfrac{2 v_{lt} \cdot v_w}{v_{kt} + v_{lt}}}{p(v_{kt} + v_{lt}) - v_{lt} \cdot p_a} \, dp$$

und integriert

$$t = \frac{2 v_w}{v_{kt} + v_{lt}} \left(1 - \frac{p}{p_a}\right) - \left(\frac{v_s}{v_w} + \frac{2 v_{lt}}{v_{kt} + v_{lt}}\right) \cdot \frac{v_w}{v_{kt} + v_{lt}} \ln \left[\frac{p}{p_a}\left(1 + \frac{v_{lt}}{v_{kt}}\right) - \frac{v_{lt}}{v_{kt}}\right]$$

oder in einer noch zweckmäßigeren Form

$$t \frac{v_{kt}}{v_w} = \frac{2}{1 + \dfrac{v_l}{v_k}} \left(1 - \frac{p}{p_a}\right) - \left(\frac{v_s}{v_w} + \frac{2 \dfrac{v_l}{v_k}}{1 + \dfrac{v_l}{v_k}}\right) \cdot \frac{1}{1 + \dfrac{v_l}{v_k}} \ln \left[\frac{p}{p_a}\left(1 + \frac{v_l}{v_k}\right) - \frac{v_l}{v_k}\right].$$

Aus dieser sehr allgemein gültigen Gleichung lassen sich einige bemerkenswerte Sonderfälle ableiten.

Ist $v_w = 0$, so wird

$$t \frac{v_{kt}}{v_s} = - \frac{1}{1 + \dfrac{v_l}{v_k}} \ln \left[\frac{p}{p_a}\left(1 + \frac{v_l}{v_k}\right) - \frac{v_l}{v_k}\right].$$

Diese Gleichung ist identisch mit der aus der diskontinuierlichen Form mit $m = \infty$ abgeleiteten.

Ist gleichzeitig noch $v_l = 0$, so wird

$$\frac{p}{p_a} = e^{-\frac{v_{kt}}{v_s} t}.$$

Bleibt v_w endlich, ist aber $v_l = 0$, so ist

$$t \frac{v_{kt}}{v_s} = 2 \frac{v_w}{v_s} \left(1 - \frac{p}{p_a}\right) - \ln \frac{p}{p_a}.$$

Diese Gleichung eignet sich besonders für die Nachprüfung des Ergebnisses, daß die Evakuationsgeschwindigkeit mit zunehmendem Vakuum wächst, falls v_s negativ ist, d. h. falls Wasser angesaugt werden kann. Schreibt man die Gleichung in der Form

$$t \cdot \frac{v_{kt}}{v_w} = 2\left(1 - \frac{p}{p_a}\right) - \frac{v_s}{v_w} \ln \frac{p}{p_a},$$

so läßt sich für die Evakuationsgeschwindigkeit der Ausdruck

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{\frac{v_{kt}}{v_w}}{\frac{2}{p_a} + \frac{v_s}{v_w} \cdot \frac{1}{p}}$$

gewinnen. Diese ist in der Tat bei $v_s = 0$ konstant. Bei positiven v_s/v_w nimmt sie ab, bei negativem v_s aber wächst die Evakuationsgeschwindigkeit mit abnehmendem Druck. Sie wird unendlich im virtuellen Gebiet bei

$$\frac{p}{p_a} = -\frac{1}{2}\frac{v_s}{v_w}.$$

Es wird aber bereits Wasser angesaugt, wenn der Druck die Höhe $\frac{p}{p_a} = -\frac{v_s}{v_w}$ erreicht hat.

Die Evakuationsgeschwindigkeit und damit der Flüssigkeitsanstieg ist also im Moment des Ansaugens für alle Pumpen und Saughöhen (!) unter den einschränkenden Voraussetzungen gleichmäßig

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{v_{kt}}{v_w} \cdot p_a.$$

Dies Resultat erscheint auf den ersten Blick etwas überraschend. Es wird verständlich, wenn man beachtet, daß zuletzt das Wasser in demselben Maße nachrücken muß, wie die Luft abgesaugt wird, und daß diese im Moment des Ansaugens der Flüssigkeit keine ins Gewicht fallende Expansion mehr erfährt.

Die Zeit, in der das Ansaugen des Wassers erreicht wird, ist gegeben durch

$$t \cdot \frac{v_{kt}}{v_w} = 2\left(1 - \frac{p}{p_a}\right) + \frac{p}{p_a} \ln \frac{p}{p_a}.$$

eine Funktion, die die Begrenzungslinie der Druckabfallkurven für negative v_s/v_w-Werte in Fig. 5 bildet.

Ist $v_s = 0$, so wird

$$t = 2\frac{v_w}{v_{kt}} \cdot \left(1 - \frac{p}{p_a}\right)$$

und

$$\frac{p}{p_a} = 1 - \frac{1}{2}\frac{v_{kt}}{v_w} \cdot t,$$

d. h. der Druckabfall wird linear und beansprucht bis zur Erreichung des vollen Vakuums die Zeit

$$T = 2\frac{v_w}{v_{kt}}.$$

Auch bei negativen v_s/v_w kann wieder statt einer mit dem Vakuum steigenden Evakuationsgeschwindigkeit ein linearer Abfall des Druckes und ein gleichmäßiges Ansteigen der Flüssigkeit erzielt werden, wenn der schädliche Raum entsprechend gewählt wird. Aus der Hauptgleichung ist sofort zu ersehen, daß dies der Fall ist, wenn

$$1 + \frac{2\frac{v_w}{v_s} \cdot \frac{v_l}{v_k}}{1 + \frac{v_l}{v_k}} = 0$$

wird. Das ergibt die Bedingung

$$\frac{v_s}{v_w} = -\frac{2\frac{v_l}{v_k}}{1 + \frac{v_l}{v_k}}$$

oder

$$\frac{v_l}{v_k} = -\frac{\frac{v_s}{v_w}}{2 + \frac{v_s}{v_w}}.$$

Diese Funktion ist ebenfalls in Fig. 4 eingetragen, und es ist ersichtlich, daß die größere Tourenzahl bei gleichem sekundlichen Hubvolumen einen größeren schädlichen Raum für die lineare Evakuationsgeschwindigkeit erfordert als die langsamere Tourenzahl. Relativ am größten ist der Unterschied für große Saughöhen. In Fig. 5 zeigen die ausgezogenen Linien den Druckabfall mit einer Pumpe bei kleinem v_k/v_w ohne schädlichen Raum. Für $\frac{v_s}{v_w} = 0$ ist $\frac{p}{p_a} = f(t)$ eine gerade Linie. Für negative v_s/v_w nimmt die Evakuationsgeschwindigkeit mit steigendem Vakuum zu, für positive nimmt sie ab.

In Fig. 6 sind dieselben Linien unter Voraussetzung eines schädlichen Raumes von $\frac{v_l}{v_k} = 0{,}1$ eingetragen. Hier ergibt sich für $\frac{v_s}{v_w} = -0{,}2$ noch eine geringe Zunahme der Evakuationsgeschwindigkeit mit steigendem Vakuum, während unter denselben Voraussetzungen bei dem diskontinuierlichen Vorgang bereits eine Abnahme stattfand. Mit $\frac{v_s}{v_w} = -0{,}\overline{18}$ würde der Druckabfall bei dem kontinuierlichen Ansaugen wieder linear sein.

Die Fortsetzung der Kurven über das reelle Gebiet hinaus zeigt, daß die Zunahme der Steiggeschwindigkeit der Flüssigkeit so groß ist, daß die Flüssigkeit, wenn sie nach demselben mathematischen Gesetz noch weiter steigen könnte, sehr bald eine unendlich große Geschwindigkeit annehmen müßte. Selbstverständlich machen sich von vornherein auch die hier vernachlässigten Beschleunigungsvorgänge der Flüssigkeitsmassen geltend. Um sie exakt verfolgen zu können, wird aber die hier gegebene Analyse von Nutzen sein.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Verfolgung des Vorganges des Ansaugens von Luft aus Räumen, in die Flüssigkeit nachdringen kann, sowohl für den diskontinuierlichen wie für den kontinuierlichen Vorgang zu dem Resultat führt, daß die Ansaugegeschwindigkeit für geringe Saughöhen mit zunehmendem Vakuum wächst, bei dem diskontinuierlichen langsamer als bei dem kontinuierlichen und bei kleinerem schädlichen Raum schneller als bei größerem. Zu jeder von der Flüssigkeit erreichbaren Saughöhe gehört ein bestimmter, auch vom Hubvolumen abhängiger schädlicher Raum, bei dem der Flüssigkeitsanstieg mit der Zeit vollkommen linear ist; bei Überschreitung desselben nimmt die Ansaugegeschwindigkeit mit dem Vakuum ab.

(Eingegangen am 1. November 1923.)

Grundlagen der technischen Strahlendiagnostik, insbesondere des Eisens.

(Auszug aus der gleichnamigen Dresdner Dissertation vom Dezember 1922.)

Von K. A. Sterzel.

(Fortsetzung aus Nr. 1.)

Abschnitt II.

Die Strahlenschwächung bei Durchgang von hochfrequenten Spektrallinien und heterogenen Strahlungen durch das Untersuchungsstück, unter besonderer Berücksichtigung des Lufteinschlusses im Eisen.

Die Kenntnis der im vorhergehenden Abschnitt ermittelten strahlenphysikalischen Koeffizienten ermöglicht eine quantitative Verfolgung derjenigen Schwächung, welche ein Röntgenstrahl von der Wellenlänge λ (monochromatische Spektralkomponente, Spektrallinie) durch eine in den Strahlengang als „Filter" eingeschaltete planparallele Platte des Untersuchungsmaterials erfährt.

Unter Berücksichtigung der Ausbreitung der hochfrequenten Strahlungsenergie im Raum und der Energieentziehung durch die vom Strahlengang betroffenen Atome lautet das Strahlenschwächungsgesetz für das Einwellenparallelstrahlbündel von der Wellenlänge

$$E_r = E_0 \cdot e^{-\mu \cdot D} \cdot \frac{r_0^2}{(r_0 + D)^2} .$$

Hierbei ist:

E_0 die auf die Flächeneinheit des Strahlenquerschnitts bezogene Anfangsstrahlungsenergie (Flächenenergie, Intensität × Zeit) auf der Vorderfläche des Untersuchungsstückes im Abstand $X_A = r_0$ cm vom Brennfleck der Röntgenröhre.

E_r die Reststrahlungsenergie, auf der Rückfläche des Untersuchungsstückes im Abstand $X_B = r_0 + D$ cm,

D die Stärke einer planparallelen Platte des Untersuchungsstoffes Z (ϱ, s, μ), gemessen in Richtung der Strahlenachse

$$\mu = s + \bar{\mu} ,$$

der Strahlenschwächungskoeffizient der Volumeneinheit des Untersuchungsstoffes für die Wellenlänge λ.

Ist r_0 groß gegen D, so folgt für die Energie der Reststrahlung

$$E_r = E_0 \cdot e^{-\mu \cdot D}$$

bzw. in logarithmierter Form

$$\frac{\ln E_0 - \ln E_r}{D} = \mu .$$

Hierbei pflegt das Verhältnis $r = \frac{E_r}{E_0}$ als relative Strahlenschwächung, das Produkt $\mu \cdot D$ als die Äquivalentstärke des Untersuchungsstoffes für die betreffende Wellenlänge bezeichnet zu werden.

Die zuletzt angeführte Quotientenform der logarithmierten Gleichung für das Strahlenschwächungsgesetz führt zu einer graphischen Methode, die vor der etwas unbequemen Exponentialform den Vorzug großer Anschaulichkeit hat und eine Reihe von Aufgaben in einfachster Weise zu lösen gestattet. Wählt man ein Koordinatensystem, dessen Abszissen die Filterstärken D in metrischer Teilung, dessen Ordinaten die natürlichen Logarithmen der Strahlungsenergie $\ln E$ darstellen, so kann der Strahlenschwächungskoeffizient der Volumeneinheit des Filtermaterials als Tangensfunktion eines Winkels

$$\varphi = \measuredangle \frac{AB'}{AB} ; \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\ln E_0 - \ln E_r}{D} = \mu$$

in einem rechtwinkeligen Dreieck $AB'B$ dargestellt werden, dessen anliegende Kathete (parallel zur Abszissenachse) $AB' = D$ gleich der materiellen Stärke des Filters, dessen gegenüberliegende Kathete (parallel zur Ordinatenachse) $BB' = \operatorname{tg} \varphi \cdot D$ gleich Äquivalentstärke des Filters ist.

Die im logarithmischen Raster solcherart hergestellten „charakteristischen" Dreiecke, deren Hypotenuse unter der charakteristischen Neigung φ gegen die Horizontale geneigt ist, gestatten auf lineargeometrischem Wege alle möglichen Beziehungen zwischen den Strahlungsenergien E_0, E_r, der Filterstärke D, der Wellenlänge λ und der Stoffart Z $(\varrho, s, \bar{\mu})$ zu behandeln. Hierbei sind noch die im vorigen Abschnitt für einfache und zusammengesetzte Stoffe abgeleiteten Beziehungen

$$\operatorname{tg} \varphi = \mu = s + \bar{\mu} = \varrho \cdot B \cdot \lambda + \varrho \cdot A \cdot \lambda^{p}$$

einzuführen.

Da die strahlenphysikalischen Koeffizienten Funktionen sowohl der Stoffart Z als auch der Wellenlänge λ sind, kann der Ausbau der logarithmischen Rasternomogramme nach zwei Richtungen geschehen, je nachdem man Z festhält und λ variiert, oder umgekehrt.

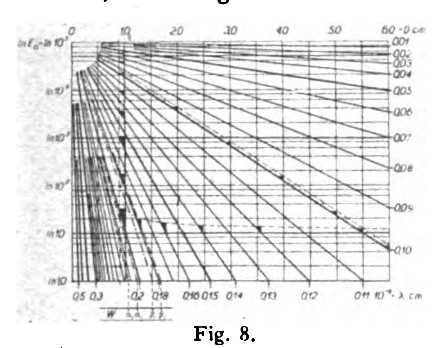


Fig. 8.

Fig. 8 stellt das Schwächungsnomogramm für Eisen dar. Eingetragen wurden die charakteristischen Geraden für ein Spektrum von Wellenlängen in Einheiten von 0,01 Å.

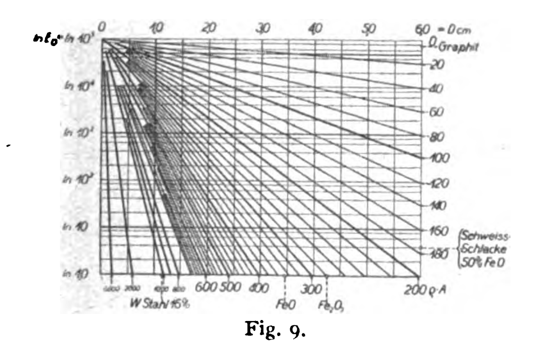


Fig. 9.

Fig. 9 stellt das Absorptionsnomogramm für die Spektrallinie $\lambda = 0{,}19$ Å. in einem Spektrum von Stoffen dar. Eingetragen wurden die charakteristischen Geraden für Stoffe mit Absorptionsfaktoren von 20 zu 20 Einheiten. Bei beiden Nomogrammen wurde eine Anfangsenergie von $E_0 = 10^6$ Einheiten zugrunde gelegt und die Filterstärke bis $D = 6$ cm variiert.

1. Die Schnittpunkte des Büschels charakteristischer Geraden mit einer Senkrechten (Plattenstärke D) ergeben den natürlichen Logarithmus der Reststrahlungsenergie ($\ln E_r$), und somit indirekt die Reststrahlungsenergie E_r selbst.

2. Die Schnittpunkte des Büschels charakteristischer Geraden mit ein und derselben Wagerechten ($\ln E_r = \text{const.}$) ergeben diejenigen Plattenstärken, bei denen die Anfangsenergie $E_0 = 10^6$ Einheiten auf den Betrag der Reststrahlungsenergie E_r abgefallen ist, z. B. auf die Hälfte, auf den hundertsten Teil oder den zehntausendsten Teil, entsprechend der sog. Halbwertschicht bzw. den Reichweiten erster und zweiter Ordnung.

Die Methode der in vorstehendem angedeuteten logarithmischen Nomogramme ist für die Lösung von Problemen der Strahlenschwächung auch weiterhin fruchtbar.

Fig. 10 bezieht sich auf eine Folge von hintereinandergeschalteten planparallelen Platten aus verschiedenen Stoffen. Man findet die Reststrahlungsenergie der Spektralkomponente λ für eine Plattenfolge, indem man die charakteristischen Dreiecke für die Einzelplatten im logarithmischen

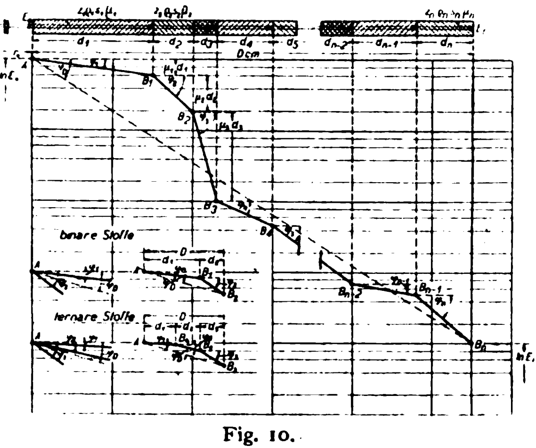


Fig. 10.

Raster aneinanderreiht. Die Dreieckshypotenusen bilden dann einen Polygonzug der charakteristischen Geraden, ähnlich dem Kräftezug in der Graphostatik. Die Schlußlinie des Polygonzuges bildet den Winkel φ gegen die Abszissenachse und gehört als Hypotenuse einem Dreieck an, dessen anliegende Kathete gleich der Gesamtplattenstärke $D = d_1 + d_2 + \ldots d_n$, dessen gegenüberliegende Kathete gleich der Summe der Äquivalentstärken der Gesamtanordnung ist.

Diese Schlußlinie des Polygonzuges ist zugleich die charakteristische Gerade für den Ersatzschwächungskoeffizienten der Gesamtanordnung

$$\widehat{\mu} = \operatorname{tg} \widehat{\varphi} = \frac{\mu_1 d_1}{D} + \frac{\mu_2 d_2}{D} + \ldots \frac{\mu_n d_n}{D}$$

$$= \frac{\ln E_0 - \ln E_r}{D}.$$

Da durch eine einfache Umformung der früher gegebenen Formeln für das Additionstheorem der Ersatzschwächungskoeffizient von zusammengesetzten Stoffen, Verbindungen oder Legierungen zurückgeführt werden kann auf eine „fiktive" Plattenfolge der in Teilvolumen „sortiert" gedachten Einzelbestandteile, ist mit der vorstehend gegebenen graphischen Behandlung der konkreten Plattenfolge zugleich auch die Lösung von Aufgaben aus dem Gebiet der Strahlenschwächung in Verbindungen und Legierungen gegeben. Besonders einfach stellt sich die Konstruktion für den Fall der

Strahlenfilterung in der binären Stoffkombination $n = 2$, da sich aus je zwei bekannten Bestimmungsstücken das dritte durch Dreieckskonstruktion ergibt.

Der allgemeine Fall der Verzahnung eines Grundstoffes mit einem durchlässigeren und einem undurchlässigeren Fremdstoff zeigt Fig. 11. Für die fünf parallelen Strahlen L, M, N, O, P von derselben Wellenlänge λ und derselben Anfangsenergie E_0 folgen die Werte der Reststrahlungsenergien aus den charakteristischen Geraden für die homogenen Stellen (Strahlen L, N, P) bzw. aus den Polygonzügen für die verzahnten Stellen (Strahlen M, O) auf den zur Gesamtplattenstärke gehörigen Senkrechten. Ist der Volumenschwächungskoeffizient eines Stoffes gegenüber dem des anderen verschwindend klein (z. B. bei der Kombination Eisen-Luft-

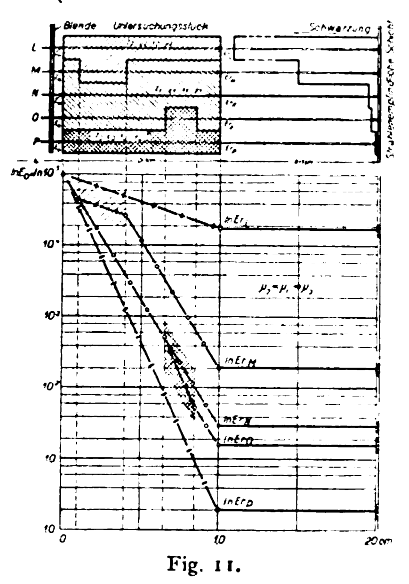


Fig. 11.

einschluß), so ist seine Schwächungsgerade mit großer Annäherung durch eine Parallele zur Abszissenachse gegeben. Die auf der Rückseite einer Eisenplatte von der Stärke D an der Stelle eines Lufteinschlusses von der Stärke d austretende Reststrahlungsenergie entspricht also fast genau der Schwächung, welcher der Strahl in einer homogenen Platte von der Stärke $D - d$ erfahren würde. In welcher Tiefenlage sich der Einschluß befindet, ist hierbei belanglos. Zwischen der Reststrahlungsenergie der Strahlen N hinter der homogenen Vollplatte

$$E_{r_N} = E_0 \cdot e^{-\mu D}$$

und M an Stelle des Lufteinschlusses

$$E_{r_M} = E_0 \cdot e^{-\mu (D-d)}$$

besteht die Beziehung

$$\mu = \operatorname{tg} \varphi = \frac{\ln E_{r_M} - \ln E_{r_N}}{d}.$$

Der Unterschied der Reststrahlungsenergie

$$\Delta E_{r_{MN}} = E_{r_M} - E_{r_N}$$

ist aus den der vorstehenden Gleichung entsprechenden, im logarithmischen Raster Fig. 8 schwarz eingetragenen charakteristischen Dreiecken, in denen die Luftstrecke ($d = 0,1$ cm) als Parallele zur Abszissenachse auftritt, ohne Schwierigkeit abzulesen. Je nachdem man nach λ, D, d oder E_0 variiert, findet man den Einfluß dieser Größen auf den Unterschied der Reststrahlungsenergien. Mit wachsender Stärke D des Untersuchungsstückes sinkt der Reststrahlungsunterschied für ein und denselben Lufteinschluß rasch auf ganz geringe Werte herab. Für kleine Lufteinschlüsse in stärkeren Platten kann der Reststrahlungsunterschied der Stärke d nahezu proportional gesetzt werden. Für jede Plattenstärke eines Untersuchungsmateriales gibt es eine bestimmte Wellenlänge λ, bei welcher der Rest-

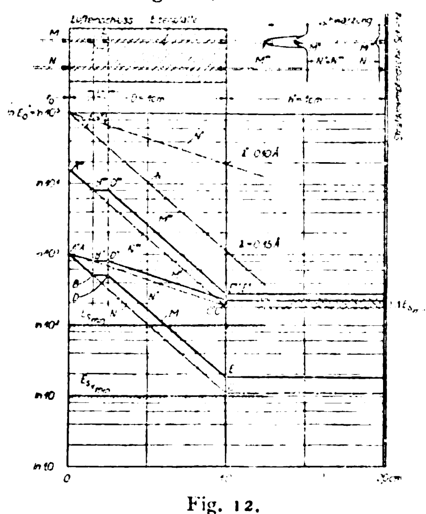


Fig. 12.

strahlungsunterschied ein Maximum wird. Sowohl kleinere wie größere Wellenlängen ergeben geringere Unterschiede.

Maßgebend für die subjektive Wahrnehmung einer Inhomogenität (Fremdstoffeinschluß) durch ihre Abbildung im Radiogramm ist nicht der Unterschied der Schwärzungen S_M an der Bildstelle der Inhomogenität und S_N an der Bildstelle des homogenen Materials schlechthin, sondern das Verhältnis dieses Unterschiedes zur Schwärzung S_N. Dem durch dieses Verhältnis definierten Schwärzungskontrast

$$k_S = \frac{S_M - S_N}{S_N} = \frac{\Delta S_{MN}}{S_N}$$

entspricht (im Gebiete der „proportionalen" Schwärzungen) der Reststrahlungsenergiekontrast

$$k_E = \frac{E_{r_M} - E_{r_N}}{E_{r_N}} = \frac{\Delta E_{r_{MN}}}{E_{r_N}} \cong k_S.$$

Tabelle IV.

$E_0 = 10^5$ Einh., $D = 1$ cm, $d = 0{,}1$ cm.

$\lambda = 0{,}06$	0,08	0,10	0,12	0,14	0,16	0,18	0,20	Å
$E_{r_M} = 60000$	40200	22000	9900	3500	900	170	25	Einh.
$E_{r_N} = 56500$	36000	18500	7600	2300	500	84	10	„
$\Delta E_{r_{MN}} = 3500$	4200	3350	2300	1200	400	86	15	„
$k_E = 0{,}062$	0,117	0,189	0,303	0,522	0,80	1,02	1,5	„

Der Reststrahlungsenergiekontrast wächst ohne ein Maximum zu zeigen kontinuierlich nach der langwelligen Seite des Spektrums zu an. Eine Inhomogenität wird sich also um so besser in ihrem Bilde ergeben, je langwelligere Strahlungen benutzt werden. Tabelle IV mag für einige Strahlenkomponenten diese Verhältnisse, wie sie aus der vorentwickelten Theorie abgeleitet werden konnten, erläutern.

Der Gang der Betrachtung ist nun so weit geführt, daß das Kernproblem und die theoretischen Leistungsgrenzen der strahlendiagnostischen Methoden in aller Deutlichkeit erkannt werden.

Hinreichend und notwendig zum Nachweis von Inhomogenitäten im Untersuchungsmaterial sind hauptsächlich zwei Bedingungen: Die Anfangsstrahlenenergie muß so groß sein und die Wellenlänge der Strahlung so gewählt, daß

1. die absolute Größe der auf der Rückseite des Untersuchungsgegenstandes austretenden Reststrahlungsenergie des Strahles N im homogenen Material gleich oder größer ist als der geringste mit dem Meßreagens noch wahrnehmbare Betrag. $E_{r_N} \geqq E_{\min}$. Diesem Energieschwellenwert entspricht im Radiogramm die kleinste über den (chemischen) Entwicklungsschleier s_0 hinausgehende Schwärzung. $S - s_0 \cong 0{,}1$.
2. daß der Unterschied der Reststrahlungsenergie der Strahlen M (inhomogene Stelle) und N (homogenes Material) größer ist als die Reststrahlungsenergie des Strahles N, multipliziert mit dem Kontrastfaktor für die „praktische" Unterscheidungsschwelle. $\Delta E_{r_{MN}} \geqq k_{S_{\min}} \cdot E_N$. Diesem Kontrastschwellenwert entspricht im Radiogramm der kleinste im Gebiete günstigster Gradation noch wahrnehmbare Schwärzungskontrast

$$k_{S_{\min}} = \frac{S_M - S_N}{S_N} \cong 0{,}01 - 0{,}02\,.$$

Es ist offenbar, daß sich die Bedingungen 1 und 2 hinsichtlich der Auswahl der Wellenlängen widersprechen. Bedingung 1 erheischt möglichst kurzwellige, Bedingung 2 möglichst langwellige Strahlungen. Dieses Dilemma ist im logarithmischen Raster Fig. 12 für den Fall der Eisenplatte ($D = 1$ cm) und den kugeligen Lufteinschluß ($d = 0{,}1$ cm) behandelt. Der Spielraum der Abbildungsmöglichkeit ist nach oben durch die maximale, mit praktischen Hilfsmitteln erzielbare Energie der Anfangsstrahlung ($E_0 = 10^5$ willkürliche Einheiten angenommen), nach unten durch die Reststrahlungsenergieschwellenwerte $E_{r_N} = 100$ Einheiten für das normale Aufnahmeverfahren bzw. 10 Einheiten für Aufnahmen mit Verstärkungsfolie begrenzt. Der Einfachheit halber wurde zunächst angenommen, daß diese Energieniveaux für alle Spektralkomponenten dieselben sind.

Der Übergang von längeren zu kürzeren Komponenten drückt sich durch immer schwächere Neigung der charakteristischen Linienzüge aus. Die Steigerung der Anfangsenergie der einzelnen Komponenten findet ihren Ausdruck durch einfache Parallelverschiebung des Linienzuges nach oben.

Die Spektralkomponente $\lambda = 0{,}15$ A. ergibt beispielsweise bei einer Anfangsenergie

$$E_0 = 1000 \text{ willkürliche Einheiten,}$$

$$100 > E_{r_N} > 10 \text{ Einheiten,}$$

genügt also nur im Aufnahmeverfahren mit Verstärkungsfolie der Bedingung 1.

Die Spektralkomponente $\lambda = 0{,}10$ A. führt dagegen zu $E_{r_N} > 100$ Einheiten, würde also auch im gewöhnlichen Aufnahmeverfahren genügen.

Der aus der „praktischen" Kontrastschwelle errechnete Reststrahlungsenergieunterschied ist durch eine schraffierte Zone oberhalb E_{r_N} angedeutet. Für die Strahlung

$$\lambda = 0{,}10 \text{ A. und } E_0 = 1000 \text{ Einheiten}$$

ist der Reststrahlungsunterschied kleiner als die Zonenhöhe, also ungenügend. Für die Strahlenkomponente

$$\lambda = 0{,}15 \text{ A. und } E_0 = 16000 \text{ Einheiten}$$

ist der Reststrahlungsunterschied größer als die Zonenhöhe. Für die letztere Strahlung sind also beide Bedingungen erfüllt und das Bild des Lufteinschlusses wird im Radiogramm wahrgenommen werden.

Rechts neben der Darstellung des Strahlenganges in Fig. 12 ist das auf Grund des Strahlen-

schwächungsdiagrammes konstruierte Diagramm der Reststrahlungsenergie (in metrischem, um 90^0 gedrehtem Ordinatenmaßstab) beigefügt, dem zugleich das Schwärzungsdiagramm im Gebiete niedriger Schwärzungen entspricht, wie es etwa das Mikrophotometer zeichnen würde. Das „Bild“ des als kugelig vorausgesetzten Lufteinschlusses zeigt sich als paraboloidisch begrenzte Erhöhung über das Reststrahlungsniveau des „vollen“ Untersuchungsstückes.

Sowohl der Flächeninhalt als auch die Steilheit der Flanken ist für die verschiedenen Strahlenkomponenten und Strahlenleistungen verschieden. Solche und andere von der Form und Ausdehnung des Einschlusses abhängige Faktoren beeinflussen naturgemäß die subjektive Wahrnehmung in hohem Maße, insofern ausgedehnte Bilder und steile Flanken leichter erkennbar werden, als solche von begrenztem Flächeninhalt und schleichenden Randübergängen. Auf diese, mit der Physiologie

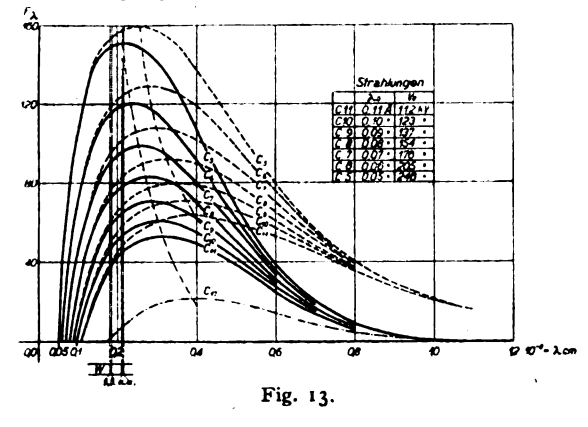


Fig. 13.

des Sehens zusammenhängenden Grenzen der radiographischen Methode sei jedoch hier nicht näher eingegangen.

Ständen für die technische Materialuntersuchung Einwellenstrahlen (Spektrallinien) von genügender Intensität zur Verfügung, so wäre die theoretische Grundlage des radiographischen Verfahrens mit den vorentwickelten rechnerischen und graphischen Methoden gegeben.

In Wirklichkeit liefert die Röntgenröhre als technische Hochfrequenzstrahlenquelle auch bei Betrieb mit ruhender Gleichspannung ein mehrere Oktaven umfassendes Spektrum von Wellenlängen.

Zur Erfassung der Integralwirkung solcher „heterogener“ Strahlungen beim Durchgang durch den Untersuchungsstoff sind zunächst die früheren Methoden für jede Komponente einzeln anzuwenden und alsdann die Summation durchzuführen. Hierbei muß die relative Intensität der Einzelkomponenten Berücksichtigung finden.

Die „wahre“ Energieverteilung im Röntgenspektrum ist zur Zeit noch nicht ermittelt. Auch den Untersuchungen von Behnken (Zeitschr. f. Physik 1920, Bd. 3, H. 1, S. 48 und Zeitschr. f. Physik 1921, Bd. 4, H. 2, S. 241) liegen lediglich iontometrische Intensitätsmessungen zugrunde, aus denen das wahre Energiespektrum nicht ohne weiteres abzuleiten ist. Entsprechend dem Gangunterschied zwischen Ionisation und Energie müßte jedenfalls nach dem Vorgang von Holthusen ein Energieumrechnungsfaktor eingeführt werden, der selbst wieder eine Funktion der Wellenlänge wäre.

Um wenigstens in großen Zügen die Schwächung heterogener Strahlungen im Untersuchungsmaterial zu verfolgen und ein Bild über die spektrale Zusammensetzung der Reststrahlungen bei Filterung mit Eisenplatten zu gewinnen, wurde gleichwohl die oben erwähnte Behnkensche Formulierung für die Energieverteilung im kontinuierlichen Spektrum, wie es ein Glühkathodenrohr bei Gleichspannungsbetrieb erzeugt, ohne besondere Korrektur als Grundlage angenommen. Die betreffenden Formeln, über ihren eigentlichen Gültigkeitsbereich

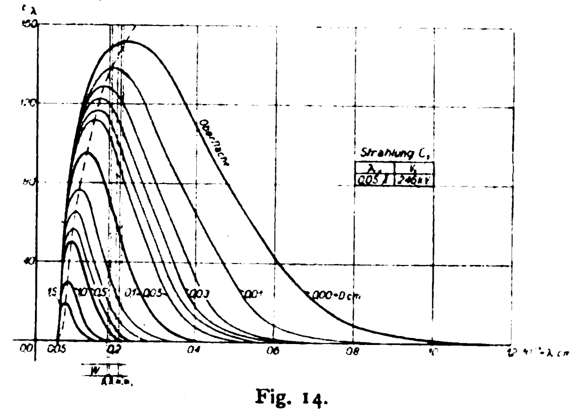


Fig. 14.

(K Strahlungsgrenze des Wolfram $\lambda_A = 0{,}178$ Å.) hinaus für Grenzwellenlängen von $\lambda_0 = 0{,}05$ bis $0{,}11$ Å. ausgewertet, ergeben die Kurvenschar Fig. 13. Die ausgezogenen Kurven entsprechen der ionometrisch gemessenen Intensitätsverteilung, wie sie sich unter Berücksichtigung der Glaswandabsorption einstellt, wenn bei festgehaltener Betriebsstromstärke in der Röntgenröhre die angelegte Betriebsspannung V_0 in Kilovolt nach Maßgabe der im sogenannten Quantensatz begründeten Bedingung

$$V_0 \cdot \lambda_0 = 12{,}3$$

gesteigert wird.

Wird andererseits die Betriebsspannung V_0 festgehalten und nur die Betriebsstromstärke geändert, so drückt sich dies in einer proportionalen Ordinatenänderung aus.

Grenzwellenlänge, Scheitelort und Kurvencharakter bleiben unverändert. Da die spektrale Energieverteilung einer heterogenen Strahlung durch die Grenzwellenlänge λ_0 eindeutig definiert ist, sollen diese im folgenden zum Unterschied von den Einzelkomponenten der Kürze halber durch



ihre Grenzwellenlänge mit darüber gesetztem ⌒ bezeichnet werden. Analog sei das Flächenintegral der Anfangsenergiekurve einer heterogenen Strahlung mit $\widehat{E}_0$, das Flächenintegral der Reststrahlungsenergiekurve mit $\widehat{E}_r$ bezeichnet.

Das „K“ Linienspektrum des Wolfram wurde zur Orientierung eingezeichnet. Die Linienintensität bleibt indessen unberücksichtigt. Die Lage dieser

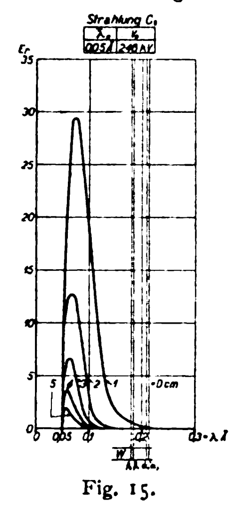


Fig. 15.

Linien bleibt, gleichviel ob Betriebsspannung oder Betriebsstrom oder beides geändert wird, oder ob die Strahlung gefiltert wird, unverändert dieselbe. Natürlich kann bei einer solchen idealisierten Darstellung eine quantitative Genauigkeit in allen Einzelheiten nicht erwartet werden. Der generelle Verlauf der Erscheinung läßt sich indessen recht wohl in dieser Weise erfassen.

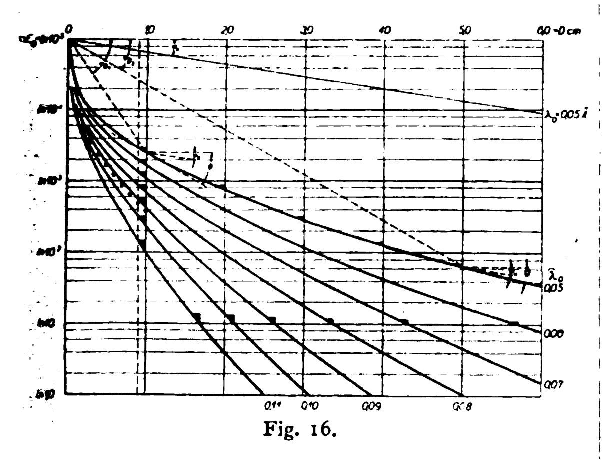


Fig. 16.

Aus dem primären Röntgenspektrum leitet sich das beim Durchgang durch das Untersuchungsstück von der Stärke D verbleibende Reststrahlenspektrum in der Weise ab, daß man für jede Komponente die Reststrahlungsenergie nach den früher gegebenen Formeln einzeln berechnet oder mittels des char. Geradenbüschels dem log. Raster entnimmt. Für Filterung mit Eisenplatten bis 1,5 bzw. 5 cm Stärke folgt so z. B. für die primäre Strahlung $\widehat{\lambda}_0 = 0{,}05$ Å. und $E_0 = 10^5$ Einh. die durch die Kurvenschar Fig. 14 bzw. Fig. 15 dargestellte spektrale Verteilung der Reststrahlungsenergie $\widehat{E}_r$. Diese Kurven geben ein anschauliches Bild der schwerwiegenden Veränderungen, welche die heterogene Primärstrahlung in der Tiefe des Untersuchungsstückes erfährt.

Die Grenzwellenlänge λ_0 bleibt vollkommen, der benachbarte Steilanstieg nahezu unverändert.

Die langwelligen Komponenten sinken bereits in wenigen Millimetern Tiefe auf ganz geringe Bruchteile der Anfangsenergie herab (Wendetangente). In Tiefen von 1 cm und darüber ist die Basisbreite des „wirksamen“ Wellenlängenbereiches, die sogenannte Bandenbreite

$$b = \lambda_a - \lambda_0$$

ganz wesentlich schmäler geworden. Die ursprünglich mehrere Oktaven umfassende heterogene Strahlung wird auf den Bereich einer Oktave und darunter zusammengedrängt. Die Reststrahlung wird immer „homogener“, die Scheitelkomponente rückt immer näher an die Grenzwellenlänge λ_0 heran.

Stand der Kurvenscheitel des primären Spektrums gegenüber der „K“ Liniengruppe des Wolframs auf der langwelligen Seite, so schlüpft er in größeren Tiefenlagen gewissermaßen unter der Liniengruppe hindurch, um endlich auf der kurzwelligen Seite aufzutauchen. Nach Filterung mit stärkeren Eisenplatten ($D > 1$ cm) besteht endlich das Reststrahlenspektrum aus zwei durch eine Lücke getrennten Teilen, dem Rest des kontinuierlichen Spektrums und der gleichfalls stark geschwächten „K“ Liniengruppe.

Sieht man von der zur Zeit noch nicht durchführbaren Erfassung des Energieanteiles der superponierten K-Linien des Antikathodenmateriales ab, so findet sich die Gesamtenergie einer heterogenen Strahlung als Flächenintegral des kontinuierlichen Energiespektrums. Die durch Planimetrierung der primären und Reststrahlungsspektren der Strahlungen $\widehat{\lambda}_0 = 0{,}05$ bis $0{,}11$ Å. und $E_0 = 10^5$ Einh. bei Filterung in Eisenplatten bis $D = 6$ cm Stärke erhaltenen Werte ergeben das im log. Raster Fig. 16 dargestellte Kurvenbüschel. Während als Nomogramm für die Schwächung der Einzelkomponenten im logar. Raster die charakt. Gerade unter dem Winkel φ gefunden wurde, stellt sich als Nomogramm für den Fall heterogener Strahlungen eine char. Kurve von anfangs steilem, später flachem Verlauf ein. Die Kurventangenten (Neigungswinkel $\widehat{\varphi}$) fallen in größeren Schichttiefen mehr und mehr mit der gestreckten Kurve zusammen, bis sie endlich die Neigung φ_0 der char. Geraden für die Grenzwellenlänge λ_0 erreicht.

Die der Definition $\widehat{\mu} = \operatorname{tg} \widehat{\varphi}$ entsprechenden mittleren örtlichen Strahlenschwächungskoeffizienten sind also für die heterogenen Strahlungen in jeder Tiefenlage andere. Ihre Werte nähern sich bei größeren Filterstärken, also für weitgehend „homogenisierte" Reststrahlungen dem Wert für die Grenzwellenlänge $\mu_0 = \operatorname{tg} \varphi_0$.

Der durch die „Schlußlinie" der Strahlenschwächungskurve gemäß der Definition

$$\operatorname{tg} \widehat{\varphi}_D = \frac{\ln \widehat{E}_0 - \ln \widehat{E}_r}{D} = \widehat{\mu}_D$$

zu ermittelnde Gesamtschwächungskoeffizient ist naturgemäß für ein und denselben Stoff, je nach der spektralen Zusammensetzung der Primärstrahlung verschieden.

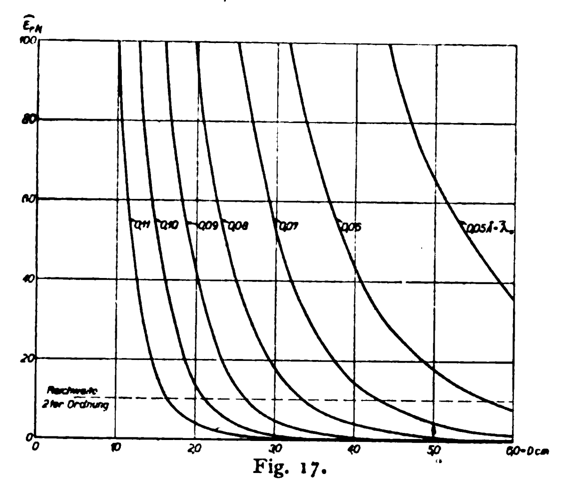


Fig. 17.

Auch der Begriff der Halbwertschicht

$$\widehat{h} = \frac{\ln 2}{\widehat{\mu}}$$

ist wegen der Veränderlichkeit der Kurvenkrümmung kein eindeutiger. Man unterscheidet erste, zweite usw. Halbwertschichten. Erst bei größeren Filterstärken werden diese Halbwertschichten konstant und nähern sich dem Werte für die Grenzwellenlänge λ_0.

Die solchermaßen theoretisch abgeleiteten Schwächungskurven entsprechen den bekannten Kurven, welche auf Grund ionometrischer Messung einer durch immer stärkere Materialschichten gefilterten heterogenen Primärstrahlung tatsächlich erhalten werden. Zur Kontrolle wurde mittels der „Radio-Silex"-Apparatur (Koch & Sterzel) und einer wassergekühlten Lilienfeldröhre (8 mA.) eine starke heterogene Strahlung von der spektrometrisch bestimmten Grenzwellenlänge $\lambda_0 = 0{,}915$ Å. hergestellt und eine Reihe von ionometrischen Strahlenmessungen an einem treppenförmig aufgebauten Filter aus Elektrolyteisen durchgeführt. Dabei ergaben sich bei 35 cm Fokus-Filter- und 70 cm Fokus-Meßkammer-Abstand folgende auf $\widehat{E}_0 = 100$ Einh. Anfangsintensität reduzierte Relativwerte:

D =	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5 cm
E_r gem. =	100	10,5	5,7	3,5	2,4	1,6
E_r theor.[1]) =	100	14,5	6,0	3,6	2,4	1,7
D =	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0 cm	
E_r gem. =	1,2	0,88	0,65	0,48	0,38	
E_r theor.[1]) =	1,2	0,90	0,70	0,50	0,40	

Der Einklang der theoretischen und der Meßwerte ist besonders bei größeren Filterstärken befriedigend. Zweifellos tritt auch der Einfluß des im theoretischen Ansatz vernachlässigten Linienspektrums in tiefen Schichten gegenüber dem

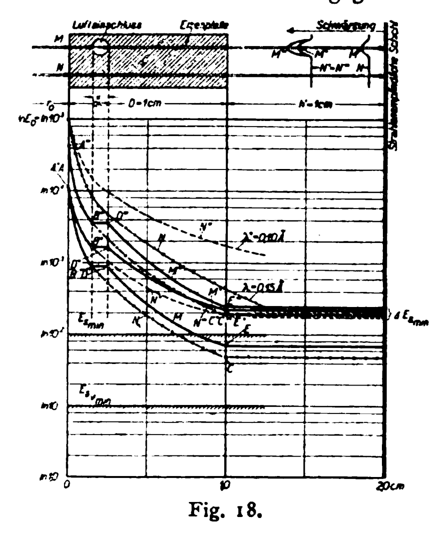


Fig. 18.

kontinuierlichen Reststrahlungsspektrum mehr und mehr zurück, da die Linien stärker geschwächt werden als die kurzwelligen Komponenten in der Nähe der Grenzwellenlänge.

Nach dieser experimentellen Bestätigung scheint es erlaubt, die theoretisch abgeleitete Schar charakteristischer Strahlenschwächungskurven als Grundlage für weitere Erörterungen zu wählen. Mit ihrer Hilfe lassen sich, wie es mittels der charakteristischen Geraden für die Einzelkomponenten geschehen, die verschiedenen Probleme der Schwächung heterogener Strahlungen im Untersuchungsstück graphisch behandeln. Der Relativwert der Reststrahlungsenergie $\widehat{E}_r$ wird an den Schnittpunkten der charakteristischen Kurven mit den der Plattenstärke entsprechenden Senkrechten abgelesen. Diese Werte sind in Fig. 17 für die einzelnen Strahlungen von $\widehat{\lambda}_0 = 0{,}11$ bis 0,05 Å. und $\widehat{E}_0 = 10^5$ Einheiten als Funktion der Plattenstärke D in metrischen Koordinaten aufgetragen. Hierbei zeigt sich, daß für jede Strahlung eine

[1]) Aus den Werten für $\widehat{\lambda}_0 = 0{,}09$ und 0,10 Å. interpoliert.

gewisse Grenzplattenstärke existiert, oberhalb welcher keine nennenswerte Energie mehr hindurchzubringen ist. (Steilabfall der Kurven.) Um wenigstens die Größenordnung der relativen Strahlenschwächung heterogener Strahlungen in Eisen zu verdeutlichen, seien die Reichweiten erster und zweiter Ordnung angeführt:

$\widehat{\lambda}_0$	= 0,05	0,06	0,07	0,08	0,09	0,10	0,11 Å.
$D(^0/_0)$	1,8	1,3	1,0	0,8	0,7	0,6	0,5 cm
$D(^0/_0)^2$	8,2	5,7	4,3	3,4	2,6	2,1	1,7 cm

Ganz allgemein treten bei Hintereinanderschaltung bei Platten aus verschiedenem Material insbesondere also im Falle der „Verzahnung" und des „Einschlusses" gebrochene Kurvenzüge auf, nur der Luftstrecke entspricht wieder die Parallele zur Abszissenachse. Ohne der Kürze halber auf diese Probleme einzugehen, sei noch auf Fig. 18 verwiesen, welche den Fall eines kugeligen Lufteinschlusses in der Eisenplatte für die heterogenen Strahlungen $\widehat{\lambda}_0$ = 0,09 Å. und 0,06 Å. im logarithmischen Raster darstellt. Das „Bild" der Luftblase, konstruiert auf Grund des Schwächungsdiagrammes für heterogene Strahlungen, deckt sich nicht ganz mit dem in Fig. 12 gegebenen.

Die Scheitelhöhen scheinen gedrückt und der Flächeninhalt vermindert, die Erkennbarkeit also zweifellos herabgesetzt.

Mit diesen, nun auch für die heterogenen Strahlungen durchgeführten Feststellungen ist die Theorie der Strahlenschwächung längs des Strahlenganges im masseerfüllten Raum zu einem gewissen Abschluß gebracht. Die Darstellung der theoretischen Grundlagen der radiographischen Untersuchungsmethode bedarf jedoch noch in zwei wesentlichen Punkten einer Ergänzung:

1. durch Erörterung der Erscheinungen der Streu-„Zusatz"-Strahlung,
2. durch Erörterung der Gesetze der radiochemischen Transformation:
   Reststrahlung Energie–Schwärzung der empfindlichen Schicht.

Beide Erscheinungsgruppen bringen schwerwiegende Veränderungen und Verzerrungen bei der Wiedergabe der „wahren" Strahlenschwächungskontraste im Radiogramm mit sich. Eine auch diese Seite der Strahlendiagnostik quantitativ umfassende Formulierung scheint zurzeit mangels genügenden Tatsachenmateriales verfrüht, wiewohl Ansätze dazu u. a. von Glocker und seinen Mitarbeitern vorliegen.

In Hinsicht auf praktische Ziele schien es zweckmäßiger, einige experimentelle Beiträge zur Klärung dieser Gebiete zu bringen.

(Fortsetzung folgt.)

Ein Universalaktinometer.

Von Franz Linke, Frankfurt a. M.

Jeder, der genötigt war, sich mit den instrumentellen Grundlagen der Messung der Sonnenstrahlung zu beschäftigen, wird zugeben, daß die angestrebte Genauigkeit von 1 $^0/_{00}$ noch lange nicht erreicht ist, daß aber auch noch andere Mängel den jetzt benutzten Apparaten anhaften. So gestatten es die meisten Apparate bis jetzt nicht, Augenblickswerte abzulesen, weil mehrere Ablesungen in Zwischenräumen von $^1/_2$ bis 2 Min. zusammengenommen erst einen brauchbaren Mittelwert geben (Silverdiskpyrheliometer, Ångströmskompensationspyrheliometer, Michelsonaktinometer). Beim Michelsonaktinometer, das einen oft recht starken Temperaturkoeffizienten hat, braucht man mindestens halbjährige Vergleiche mit dem Ångströminstrument (das immer noch der beste mir bekannte Meßapparat ist), um diesen Temperaturkoeffizienten zu bestimmen. Mittlerweile kann sich aber leicht der Reduktionsfaktor (besonders bei Transporten) geändert haben, so daß man gänzlich falsche Werte bekommt. Messungen mit dem Michelsonaktinometer, die nicht dauernd unter Kontrolle eines Ångströmpyrheliometers stehen, halte ich für sehr wenig zuverlässig. Dazu kommt beim „Michelson" und beim „Silverdisk", daß man keinerlei Anhalt hat, ob wirklich, wie man annimmt, der Ausschlag linear mit der Strahlungsintensität verläuft. Vergleiche solcher Apparate mit dem Ångströmpyrheliometer geben bei verschiedener Strahlungsintensität verschiedene Reduktionsfaktoren.

Daher muß es das Bestreben sein, ein Aktinometer zu besitzen, daß

1. eine Ablesegenauigkeit von 1 $^0/_{00}$ hat,
2. dessen Temperaturkoeffizient schnell und sicher zu bestimmen ist,
3. dessen Ausschlag in gesicherten Beziehungen zur Strahlungsintensität steht,
4. das eine Ablesung von Augenblickswerten und damit die Verfolgung schneller Veränderungen der Strahlungsintensität gestattet,
5. dessen Reduktionsfaktor konstant bleibt und leicht kontrolliert werden kann.

Die in der Konstruktion elektrischer Meßinstrumente als führend bekannte Firma Hartmann & Braun in Frankfurt a. M. hat nach meinen Angaben ein neues „Universalaktinometer" herausgebracht, das diesen Namen deswegen erhalten hat, weil es nicht nur obige 5 Bedingungen erfüllt, sondern auch noch folgende Vorzüge besitzt:

6. Man kann die Strahlungsintensität gleich in Calorien pro qcm und Min. ablesen.

7. Der Apparat kann ohne Abänderung zu mechanischen und photographischen Registrierungen verwandt werden.

8. Es läßt sich auch die Intensität der Strahlung **eines jeden Himmelspunktes bei Tag und bei Nacht, sowie die Strahlung irgendwelcher Flächen in technischen Betrieben damit messen.**

Beschreibung. Die zu messende Strahlung fällt durch ein mehrfaches Diaphragma auf einen geschwärzten Metallstreifen von 30 mm Länge und 3 mm Breite, an dessen Rückseite sich eine Reihe von Thermoelementen befindet, die so ausgewählt sind, daß die Empfindlichkeit maximal, der Temperaturkoeffizient minimal wird. Die zweiten Lötstellen der Thermoelemente befinden sich an einem soliden Aluminiumkörper, der den Metallstreifen fast gänzlich einschließt und seinerseits von einem guten Temperaturschutz umgeben ist. Infolge dieser Einrichtung kann man den Wärmeverlust des Aluminiumkörpers an die freie Luft gegenüber dem Wärmeverlust der bestrahlten Metallstreifen an den Aluminiumkörper vernachlässigen, so daß sich nach kurzer Exposition ein Gleichgewicht herausstellt, bei dem die Temperaturdifferenz zwischen der bestrahlten Lamelle und dem Aluminiumkörper konstant bleibt. Diese Temperaturdifferenz, welche also auf einem Voltmeter als elektrische Spannungsdifferenz angezeigt wird, ist — wie gleich gezeigt werden soll — unmittelbar der eingestrahlten Energie proportional.

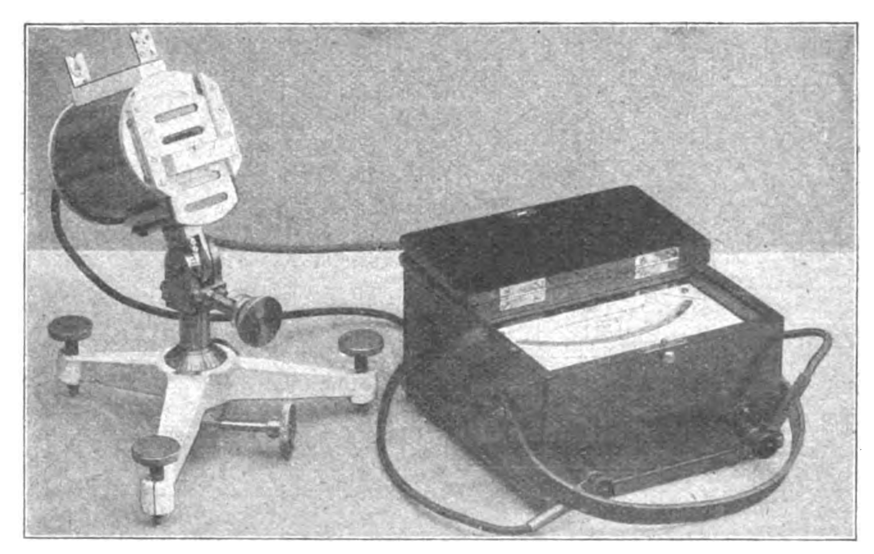


Fig. 1. Universalaktinometer (links Aufnahme-, rechts Anzeigeapparat).

Zur Bestimmung und Kontrolle der Apparatkonstanten und etwaiger Temperaturkoeffizienten kann dieser Metallstreifen durch einen bekannten Strom geheizt werden, wodurch das Aktinometer den Charakter eines „absoluten" Meßinstrumentes bekommt.

Das Aktinometer ist auf einer vertikalen Achse montiert und mit einem Höhenkreis verbunden, so daß Azimuth und Höhenwinkel (letzterer mit der Genauigkeit von etwa $0{,}05^0$) abgelesen werden können.

Als Anzeigeapparat dient ein Zeigervoltmeter von höchster Empfindlichkeit, das im Meteorologisch-Geophysikalischen Institute zu Frankfurt a. M. in Verbindung mit dem zugehörigen Aktinometer so geeicht ist, daß man die Strahlungsintensität auf 0,001 cal. pro cm^2 und Min. ablesen kann. Der Meßbereich ist von 0 bis 2 Calorien. Das Voltmeter ist temperaturkompensiert.

Theorie. Wir bezeichnen die Temperaturen des geschwärzten Metallstreifens, der die Strahlung auffängt, mit t, die Temperaturen des Aluminiumkörpers mit t', die Lufttemperatur mit t_0. Ferner sei J die Strahlungsintensität in Calorien pro qcm und Min., f die Öffnung des letzten Diaphragmas in qcm und r der Absorptionskoeffizient des Schwärzungsmittels. Dann ist die Wärmemenge, die der Auffanglamelle von der Sonne zugeht, $J \cdot f \cdot r$ und die, welche die Lamelle an den Aluminiumkörper infolge der Leitfähigkeit der verschiedenen Verbindungen und der ausgleichenden Strahlung innerhalb des Instrumentes verliert, $k(t - t')$, wo k ein Abkühlungskoeffizient ist, den wir wegen der Kleinheit des Temperaturunterschiedes diesem proportional setzen können. Die Änderung der Gesamtwärme der Lamelle nennen wir dQ.

Der Aluminiumkörper gewinnt diesen letzten Wärmebetrag $k(t - t')$ und verliert an die Luft $k'(t' - t_0)$, zusammen mit dq bezeichnet. Gehen wir nun von der Wärmeänderung zur Temperaturänderung über, führen also für die Lamelle die

Wärmekapazität c, für den Körper C ein, so ergeben sich folgende Temperaturänderungen:

a) der Lamelle

$$d\,t = \frac{d\,Q}{c} = \frac{J f r}{c} - \frac{k}{c}(t - t'),$$

b) des Körpers

$$d\,t' = \frac{d\,q}{C} = \frac{k}{C}(t - t') - \frac{k'}{C}(t' - t_0).$$

Das Glied $\frac{k'}{C}(t' - t_0)$ ist nun sehr klein: Erstens ist $t' - t_0$ immer sehr klein, weil der Aluminiumkörper sich nicht nennenswert erwärmt. Dann ist C, die Wärmekapazität des Körpers, möglichst groß gewählt und k möglichst klein gemacht, indem Wärmeisolationen den Körper umgeben. Man kann das Glied ohne Bedenken vernachlässigen.

Wenn die Strahlung innerhalb des Apparates nach einiger Zeit zum Ausgleich gelangt ist, wird $t - t'$ sich einem Grenzwert genähert haben und danach unverändert bleiben. $d\,t$ is nun gleich $d\,t'$. Daher gilt die Beziehung:

$$\frac{J f r}{c} - \frac{k}{c}(t - t') = \frac{k}{C}(t - t')$$

oder

$$J = \frac{k}{f \cdot r} \cdot \frac{C + c}{C}(t - t').$$

Da K, f, r, C und c Konstante sind, heißt das: Die Temperaturdifferenz zwischen der Lamelle und dem Körper ist proportional der Strahlungsintensität.

Will man die schwache Strahlung des Tag- oder Nachthimmels messen, so muß man die Ausstrahlung der Lamelle gemäß dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz noch berücksichtigen, was bei Messungen der Sonnenstrahlung nicht notwendig ist.

Konstantenbestimmung. Jedes Universalaktinometer bildet mit dem dazu gehörigen Voltmeter eine Einheit. Zunächst wird der Temperaturkoeffizient dadurch bestimmt, daß das Aktinometer durch Erwärmung bzw. Eiskühlung auf verschiedene Temperaturen gebracht wird und durch Heizung der Metallamelle mittels eines gemessenen Stromes die Abhängigkeit des Ausschlages A vom Quadrate der Stromstärke j (Joulesches Gesetz) bestimmt wird („Heizprüfung"). Man findet dann, daß der Temperaturkoeffizient bei allen Ausschlägen der gleiche ist, daß aber das Verhältnis A/j^2 bei größerer Wärmezufuhr kleiner wird. Das ist darauf zurückzuführen, daß der Thermostrom nicht genau proportional der Temperaturdifferenz ist. Die Anzeigevoltmeter werden aber entsprechend geteilt, so daß diese Ungleichheit verschwindet.

Nun werden an klaren Tagen vergleichende Strahlungsmessungen mit dem Universalaktinometer und einem Ångströmschen Kompensationspyrheliometer gemacht, wodurch die Apparatkonstante ermittelt wird. Man könnte natürlich auch die absoluten Werte bestimmen; doch halte ich es für richtiger, das Aktinometer an die vorhandenen Skalen (hier Smithsonian scala revised 1913) anzuschließen.

Die Beobachtungen und ihre Reduktion. Wenn die schwarze Metallamelle dem direkten Sonnenlicht ausgesetzt wird, nähert sich der Zeiger asymptotisch seiner Endstellung, wobei etwaige Reibung durch leises Klopfen am Voltmeter ausgelöst wird. Die Halbwertszeit ist etwa 4 Sekunden, so daß nach 40 Sekunden $1^0/_{00}$ Genauigkeit erreicht wird. Vorher und nachher wird der 0-Punkt abgelesen, der sich jedoch kaum ändert. Man kann also jede Änderung des Ausschlages auf eine Änderung der Strahlung zurückführen. Der in Calorien abgelesene Wert braucht dann nur noch mittels einer Tabelle oder Formel auf eine Mitteltemperatur reduziert zu werden. Das ist die ganze Rechnung!

Besonders befriedigend arbeitet das Aktinometer bei schnell wechselnder Bewölkung, wo es mit anderen Aktinometern nicht gelingen würde, vollständige Beobachtungssätze zu bekommen. Auch bei Sonnenfinsternissen ist die Möglichkeit, Augenblickswerte abzulesen, sehr wichtig, weil die Mittelwerte langer Messungssätze infolge der schnellen Änderungen ungenau werden. Für Beobachtungen auf See ist das Universalaktinometer das einzige Instrument, das von einem einzigen Beobachter abgelesen werden kann. Es wird hier auf einen Schlingertisch gestellt. Auch in Luftfahrzeugen ist es den übrigen Aktinometern bei weitem überlegen.

Von Zeit zu Zeit kann man vorsichtshalber die Heizprüfung wiederholen, wobei die Stromstärke j an einem Präzisionsamperemeter und zugleich der Ausschlag A am zugehörigen Voltmeter abgelesen werden muß. Nach Anbringung der soeben beschriebenen Temperaturreduktion von A muß der Quotient A/j^2 konstant bleiben. So ist es also möglich, die Apparatkonstante ohne Vergleichsmeßapparat in sich selbst zu prüfen, sofern man den Absorptionskoeffizienten r des Schwärzungsmittels und das Diaphragma als konstant betrachten kann, was wohl sicher unbedenklich ist.

Messung der Strahlung des Himmels oder von Körpern niedriger Temperatur. Will man die Strahlung des Himmels oder irgendeiner Fläche innerhalb des Laboratoriums bestimmen, so muß man statt des Zeigervoltmeters ein Spiegelgalvanometer von hoher Voltempfindlichkeit benutzen, das für einen äußeren Grenzwiderstand von 2 bis 7 Ohm berechnet ist. Die

Zuleitungsdrähte müssen gut isoliert und gegen elektrostatische Felder und Wärmeschwankungen durch Verlegung in einem geerdeten Metallrohre geschützt werden. Das Aktinometer selbst erhält zu diesem Zwecke eine äußere Filzumwicklung, die auch die an der Rückseite befindlichen Klemmen gegen Temperaturschwankungen schützt. Dann kann man eine gute Konstanz des 0-Punktes erwarten.

Farbfilter. Zur Messung der Strahlung bestimmter Spektralbereiche werden dem Universalaktinometer gewöhnlich 3 Farbfilter beigegeben: Das Rotfilter Schott F 4512 von 3 mm Dicke (Durchlässigkeit etwa von 600 bis 2000 $\mu\mu$); ein Uvonglas Schott F 18292 EK III von 1 mm Dicke, das die ultravioletten Strahlen zurückhält; ein Blaufilter Schott F 3653 von 1 mm Dicke, das allerdings auch ultrarotes Licht durchläßt.

Das Universalaktinometer ist jetzt $1^1/_2$ Jahre in Gebrauch und hat sich insbesondere bei einer Reise nach Argentinien in allen Klimaten gut bewährt.

(Eingegangen am 27. November 1923.)

Besprechungen.

Schuchardt und Schütte, **Technisches Hilfsbuch.** 6. A. J. Springer, Berlin 1923.

Das beliebte Technische Hilfsbuch liegt nun nachdem die letzte Auflage in wenigen Wochen vergriffen war, in 6. Auflage vor.

Der Verfasser hat es vorzüglich verstanden, in scharf begrenzter Form die wichtigsten Unterlagen für eine schnelle Bearbeitung der praktischen Fragen zusammenzufassen. Zahlentafeln und Formelzusammenstellungen für die Berechnung geometrischer Gebilde, Angaben über Maßsysteme, AEF-Bezeichnungen physikalisch-technischer Größen, Tabellen aus den Gebieten der Elektrotechnik (hier möchte Berichterstatter die Zahlentafeln über den elektrischen Widerstand der Isolierstoffe wie auch der Durchschlagsfestigkeit auf eine bestimmte Bezugstemperatur angegeben wissen!), der Beleuchtungstechnik, der Wärmelehre und Feuerungstechnik leiten zum Hauptteil über, der zunächst als Stoffkunde eine recht brauchbare Zusammenstellung der technisch wichtigsten Chemikalien bietet und ausgedehnte Angaben über die Festigkeitseigenschaften der Formeisen und Walzbleche nebst Gewichtstafeln für Rohre und Niete enthält.

Den Hauptraum nehmen die reichhaltigen Ausführungen über die Werkstattkunde ein. Dem Inhalt dieses Abschnittes völlig gerecht zu werden, ist im Rahmen einer kurzen Besprechung gänzlich unmöglich. Die fabrikationsmäßig sehr wichtige Frage der Passungen und Lehren wird eingehehend behandelt und, aufbauend auf den DI-Normen, durch zahlreiche Maßtafeln belegt.

Einzelnes aus dem reichen Inhalt: Prüfung von Meßflächen auf Ebenheit mit Hilfe der Interferenzmethode, Tafeln über Keile, Federn, Zahnräder, Bohrer usw. Auswahl und Behandlung der Werkzeug- und Konstruktionsstähle, technische Härteprüfung usw. Für eine spätere Auflage möchte Berichterstatter auch einige Ausführungen über die künstliche Färbung und Behandlung von Metalloberflächen empfehlen. A. Retzow.

Thurn, E., **Der funkentelegraphische Wetter- und Zeitzeichendienst.** 82 S., 15 Abb. i. T. M. Krayn, Berlin 1923.

Die Eröffnung des „drahtlosen Amateurbetriebs" in Deutschland hat das Interesse weiter Kreise erneut allen Problemen der Funkentelegraphie und -telephonie zugeführt. Auch die dem „Amateur" etwas ferner liegenden Gebiete dürften davon nicht unberührt bleiben, besonders wenn sich zwei dem Laien gleich interessante Wissenszweige, wie Wetterkunde und Funkerei ein Stelldichein geben. Das kleine, leicht verständliche Büchlein Thurns über die Organisation des funkentelegraphischen Wetter- und Zeitzeichendienstes wird daher lebhaft begrüßt werden. Da es neben reinen Organisationsfragen auch technische Mitteilungen über Zeitzeichengeber bzw. -Empfänger bringt, ist es auch für den technischen Physiker von Wert. V. Engelhardt.

Grix, W., **Geometrische Analyse periodischer Schwingungen.** 24 S. 14 Abb. i. T. Hachmeister & Thal, Leipzig 1922.

Die Arbeit knüpft an die Des Coudresschen Arbeiten über eine experimentelle Analyse der Wechselstromkurven an und zeigt ein rein geometrisches Verfahren, welches darin besteht, daß Sinusschwingungen mit der periodischen Schwingung

$$i = \Sigma J_m \sin(m\alpha + \varepsilon_m) = \Sigma A_m \sin m\alpha + \Sigma B_m \cos m\alpha$$

kombiniert, in einem rechtwinkligen Koordinatensystem graphisch dargestellt und die Flächeninhalte der entstandenen Kurven durch Planimetrieren ermittelt werden. Außer Anwendungsbeispielen — u. a. auch zum Beweise mathematischer Lehrsätze — zeigt der Verfasser die Möglichkeit, die Flächeninhalte experimentell mit der Braunschen Kathodenstrahlenröhre darzustellen und erwähnt zum Schluß einen schon praktisch erprobten mechanischen Analysator, der auf der geometrischen Methode beruht und einfach und genau arbeitet. Die mathematische Darstellung ist sorgfältig und übersichtlich; die beigegebenen sehr lehrreichen Kurvenbilder erleichtern das Verständnis wesentlich. Gelfert.

Keinath, G., **Die Technik der elektrischen Meßgeräte.** II. erw. A. VII, 477 S., 400 Abb. i. T. R. Oldenbourg, München und Berlin 1922.

Die neue Auflage des vorliegenden Werkes ist um die inzwischen bekannt gewordenen Neuerungen erweitert worden, wobei ihr Umfang an Text und Abbildungen nicht unerheblich vermehrt wurde. Dagegen ist der in der ersten Auflage enthaltene Abschnitt über Temperaturmessung fortgelassen, da er demnächst gesondert erscheinen soll. Die hauptsächlichsten Erweiterungen finden sich im Abschnitt über das Drehmoment, wo auch ein Drehmomentmesser beschrieben und abgebildet ist, ferner in dem Abschnitt über Meßwandler, wo ein umschaltbarer, drehbarer Stromwandler der Weston Comp. beschrieben wird; auch die Schutzeinrichtungen für Stromwandler gegen Überspannungswellen sind neu aufgenommen. In dem Absatz über Resonanzfrequenzmesser ist ein Instrument von Lipman, das von Nalder Brs hergestellt wird, sowie ein von der British Thomsons Houston Comp. hergestellter und von Clinker beschriebener Zeigerfrequenzmesser neu aufgenommen. Der letztere stellt eine sehr interessante Anwendung des bekannten Versuchs der Abstoßung eines Kurzschlußringes nach Elihu Thomson dar. Im Anhang sind schließlich die Regeln des V. D. E. für die Bewertung und Prüfung von Meßgeräten neu aufgenommen. Druck und Ausstattung sind gleich vorzüglich wie bei der ersten Auflage, so daß zu erwarten ist, daß die neue einen ähnlich schnellen Absatz findet wie jene. H. Gewecke.

Planck, M., **Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung.** 5. abermals umgearbeitete Auflage. 221 S., 6 Abb. i. T. J. A. Barth, Leipzig 1923.

Wenn ein Buch, das zu den Fundamentalwerken der Physik gehört, in 5. Auflage erscheint, so bedarf es keiner Worte der Empfehlung mehr.

Für diejenigen Leser, denen die früheren Auflagen nicht bekannt sind, sei bemerkt, daß die Darstellung neben den Grundlagen der Wärmestrahlung wie das Kirchhoffsche Gesetz, das Stefan-Boltzmannsche und Wiensche Strahlungsgesetz eine vollständige Entwicklung der Planck-

schen Quantentheorie enthält, wobei indessen ihre Anwendung auf das interessante Gebiet im Innern des Atoms nicht berührt wird. Wohl aber wird in dem Abschnitt über Entropie und Wahrscheinlichkeit etwas abseits von der Strahlungslehre die Entropie des einatomigen idealen Gases und im Schlußkapitel auch die absolute Entropie materiellen Körper besprochen, die zu der spezifischen Wärme und der Debyeschen Zustandsgleichung fester Körper sowie der Nernstschen Konstanten hinüber leitet. Die Lektüre des Buches setzt ein nicht unbeträchtliches Maß von Vorkenntnissen auf dem Gebiet der theoretischen Physik voraus.

Der vierten Auflage gegenüber sind nur einige wenige Änderungen vorgenommen. F. Henning.

Möller, H. G., **Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen.** Sammlung Vieweg. Heft 49 2. A., 200 S., 208 Abb. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1922.

Die Neuauflage hat gegen die erste Auflage in einigen Kapiteln wesentliche Änderungen erfahren, die einerseits in der Beseitigung nicht unbedingt notwendiger Rechnungen, andererseits in einer etwas ausführlicheren, anschaulichen Darstellung und Erweiteruugen bestehen, so daß das Buch erheblich an Verständlichkeit und Vollständigkeit gewonnen hat. Umgearbeitet wurden die Abschnitte über den Raumladeeffekt, die „Ziehtheorie“ und die Audiontheorie, neuaufgenommen die Schottkysche Theorie der Verstärkerröhren, ein Abschnitt über die Störbefreiung sowie Abschnitte über die als Kenetron, Pliotron, Dynatron, Negatron und Kallirotron bezeichneten Röhrenschaltungen. Auch Zahlenangaben und Messungen, die in der ersten Auflage ganz fehlten, sind hinzugekommen. Leider sind auch in der Neuauflage wieder eine große Zahl von Schreib- oder Druckfehlern vorhanden. E. Alberti.

Gerlach, W., **Materie, Elektrizität, Energie.** Die Entwicklung der Atomistik in den letzten zehn Jahren. Bd. VII der Wissenschaftlichen Forschungsberichte, Naturwissenschaftliche Reihe, herausgegeben von Raphael Ed. Liesegang. 195 S. 68 Abb. i. T. Theodor Steinkopff, Dresden und Leipzig 1923.

Die Wissenschaftlichen Forschungsberichte verfolgen das Ziel, eine Auswahl des Wichtigsten, was In- und Ausland seit 1914 in jedem einzelnen Zweige der Naturwissenschaften geleistet hat, in je einem Bändchen in gedrängter Form zu bieten. Diese Bändchen sollen Bindeglieder sein zwischen dem reinen Wissenschaftler und dem angewandte Wissenschaft treibenden Praktiker. Das vorliegende von Gerlach bearbeitete Bändchen behandelt die wesentlichen Fragen der modernen Atomistik. Es wendet sich, wie das Vorwort sagt, an den Chemiker, den Mineralogen, den technischen Physiker, den Ingenieur, den naturwissenschaftlichen Studenten, indem die wichtigsten Grundlagen, welche für das Verständnis der behandelten Fragen erforderlich sind, stets besprochen werden. Freilich zwang der Charakter des Buches dazu, diese Besprechungen sehr kurz zu halten, so daß das Buch für den, der nicht Fachmann ist, keine ganz leichte Lektüre sein dürfte. Wer andererseits mit den allgemeinen Grundlagen bereits vertraut ist, dem bietet es eine Fülle von Anregungen in all den Fragen, die zur Zeit die Atomforschung beherrschen.

Der Verfasser behandelt die Probleme, die ihm als die bedeutungsvollsten und ausbaufähigsten erscheinen, in Form von Vorträgen, deren jeder ein in sich geschlossenes Ganzes darstellt. Daß der Verfasser, der ja auch durch eigene Arbeiten der Atomistik um manch guten Schritt vorangeholfen hat, eine glückliche Auswahl getroffen hat, mögen die gekürzt wiedergegebenen Kapitelüberschriften zeigen: 1. Allgemeine Atomistik; 2. Isotonie; 3. Atomstrahlen; 4. Molekulare Dipole; 5. Abbau der Atomkerne; 6. Elektrisches Elementarquantum; 7. Ultraleitfähigkeit; 8. Photophorese und Radiometereffekt; 9. Quantenmäßige Anregung der Linienspektra; 10. Anregungsbedingungen des Röntgenspektrums; 11. Kontinuierliches Röntgenspektrum; 12. Spektrale Emission und periodisches System; 13. Modellmäßige Darstellung des Emissions- und Absorptionsvorganges im Atom nach Bohr; 14. Elektromagnetisches Spektrum; 15. Lichtelektrischer Effekt; 16. Seine praktischen Anwendungen; 17. Ultrarote Eigenfrequenzen chemischer Radikale und Kristallbau; 18. Strukturanalyse mit Röntgenstrahlen; 19. Photochemie; 20. Über das Leuchten bei chemischen Reaktionen; 21. Elektronenaffinität; 22. Chemische Reaktionen durch Elektronenstoß; 23. Photochemische Katalyse; 24. Strahlungsmessungen; 25. Atomismus und Makrokosmos. H. Geiger.

Gruhn, K., **Elektrische Meßinstrumente.** 2., verm. u. verb. A. 223 S., 321 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin 1923.

Die drei Jahre nach dem Erscheinen der ersten Auflage notwendig gewordene Neuauflage zeigt kleine Abänderungen und bringt einige Erweiterungen. Der Leitfaden ist in erster Linie für den in der Praxis stehenden Techniker bestimmt und behandelt im wesentlichen nur die in der Technik gebräuchlichen Meßinstrumente und Einrichtungen. Dann sind die bei technischen Messungen benutzten Apparate, Schalttafelinstrumente, transportable Strom- und Spannungsmesser usw. am ausführlichsten besprochen und durch Abbildungen, Photographien und Strichzeichnungen erläutert, während andere, weniger häufig verwendete Apparate, wie z. B. Vibrationsgalvanometer, Oszillographen nur ganz kurz in einem Anhang (Meßeinrichtungen) besprochen werden. Auch den Brückenmethoden und dem Kompensator sind daselbst einige Seiten gewidmet, doch ist es bei dieser Kürze der Darstellung natürlich nicht möglich, die bei der Verwendung dieser Instrumente und Einrichtungen in Betracht kommenden Gesichtspunkte eingehender zu würdigen. Der Hauptwert des Buches liegt in der Beschreibung der eigentlichen technischen Meßgeräte, ihres Gebrauchs, der Fehlerquellen und Empfindlichkeit derselben, die in einer allgemeinen Einleitung noch besonders erörtert werden. Die Ausstattung des Buches ist eine vorzügliche. W. Jaeger.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Brünn. Die deutsche Technische Hochschule in Brünn tritt in das 75. Jahr ihres Bestehens. Dieser Umstand soll durch ein Fest gefeiert werden, bei welchem sich in den ersten Maitagen 1924 alle derzeitigen und ehemaligen Angehörigen, Freunde und Gönner dieser Hochschule in Brünn vereinigen mögen. Der Festausschuß fordert daher auf diesem Wege alle ehemaligen Hörer und Freunde der Hochschule auf, baldigst ihre Anschriften unter seiner Adresse (Brünn, Kamenskyplatz 2) bekanntzugeben, damit sofort mit der Versendung der Einladungen begonnen werden kann.

Personalnachrichten.

Heidelberg. Im Alter von 90 Jahren starb der berühmte Heidelberger Physiker Geh. Rat Prof. Dr. Georg Quincke.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen“ zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.



Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. Franz Aigner, Wien:
- Herr Prof. Dr. Alfred Lechner, Wien IV, Technik.
- Herr Dr. Anton Lederer, Wien XIII/9, Hermesvilla.
- Herr Moske de Maje, Wien III/3, Salesianergasse 4.
- Herr Fritz Regler, Wien XII, Niederhofstraße 4.
- Herr Prof. Dr. Leopold Richtera, Baden bei Wien, Elisabethstraße 17.

Seitens des Herrn Dr. H. Hörig, Stuttgart:
- Herr Dipl.-Ing. W. Brandegger, Ingenieur, Stuttgart, Marienstraße 37.

Seitens des Herrn Dr. W. Kast, Halle a. d. Saale:
- Firma Chemische Fabrik Griesheim-Elektron, Bitterfeld.
- Herr Obering. Debusmann, Askaniawerke, Berlin-Friedenau, Kaiserallee 80—88.
- Herr Regierungsbaurat i. R. Richard Reuter, Halle a. d. Saale, Uhlandstraße 6 II.
- Herr Dipl.-Ing. Wölbling, Neu-Rössen, Torplatz 6.

Seitens des Herrn Prof. P. P. Koch, Hamburg:
- Herr Dr. Karl Riggert, Phys.-chem. Institut der Universität, Hamburg 36, Jungiusstraße 9.

Seitens des Herrn Dr. Ed. Lorenser, Freiberg i. Sa.:
- Herr Dr. Otto Krause, Chemiker, Freiberg i. Sa., Dresdnerstraße 3.

Seitens des Herrn Dr.-Ing. Max Moeller, Berlin:
- Herr Kurt Becker, Berlin-Siemensstadt, Siemensstr. 1 (bei Lutze).
- Herr Dipl.-Ing. Karl Ulrich Büchting, Neubabelsberg, Stahnsdorferstraße 102.
- Herr Dr. Heinz Grüss, Berlin-Schmargendorf, Oeynhausenerstraße 2 (bei Remi).

Seitens des Herrn Dr. W. Moser, Berlin:
- Herr Dr. phil. Otto Schriewer, Berlin-Tempelhof, Hohenzollernkorso 66.

Seitens des Herrn Dr. L. Schiller, Leipzig:
- Herr cand. phys. Otto Rietschel, Leipzig-Marienbrunn, Am Bogen 39.

Seitens des Herrn Ing. A. Schwenk, Leipheim a. Donau:
- Herr Ing. August Fritz, Neuulm a. D., Bahnhofstr. 18.

Seitens des Herrn Dr. W. Wolff, Berlin NW. 23:
- Herr Dr. phil. Günter Wuckel, Berlin O. 112, Schreinerstraße 42.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Direktor E. Albrecht, Hamburg, Maihak A.-G., jetzt Hamburg 39, Maria Louisenstraße 92.

Herr cand. phil. Fritz Albrecht, Charlottenburg, Rückertstraße 12, jetzt Potsdam, Meteorologisches Observatorium.

Herr Carl Heiland, Bruchsal i. B., Huttenstraße 32, jetzt Berlin-Lichterfelde-West, Manteuffelstraße 11.

Herr Dr. phil. Hans v. Helms, Berlin-Lichterfelde-Ost, jetzt Göttigen, Düsterer Eichenweg 28 (Erda Institut für angew. Geophysik A.-G.).

Herr Dr. Karl Herrmann, Leipzig-Leutzsch, jetzt Böhlitz-Ehrenberg bei Leipzig, Pestalozzistraße 19.

Herr Dr. Paul Knipping, Berlin-Charlottenburg, Gervinusstraße 25, jetzt Darmstadt, Wilhelmstraße 6 (Phys. Institut der Technischen Hochschule).

Herr Ing. A. Schwenk, Mannheim, Rennershofstraße 27, jetzt Leipheim a. Donau, Hospitalsraße 250.

Herr Dipl.-Ing. Friedr. Seefeldner, Ludwigshafen a. Rh., Defreggerstr. 8, jetzt Ludwigshafen a. Rh., Hohenzollernsraße 72.

Herr Dipl.-Ing. Richard Swinne, Berlin-Schlachtensee, Seestr. 40, jetzt Berlin-Wannsee, Lohengrinstr. 28.

Herr Dr. E. Wildhagen, Berlin-Steglitz, Wrangelstraße 5, jetzt Okayama (Japan), Kadoto 7.

Berichtigung.

Es muß heißen: Elektrochemische Werke Bitterfeld, statt Elektrotechnische Werke, Bitterfeld.

Adressen-Berichtigung.

Die in Nr. 12 (1923) mitgeteilte Adresse des Herrn Desiderius Flir heißt richtig:
Desiderius Flir, c/o Adlanco Industrial Products Corp., 54 Lafayette Street New York City U. S A.

Die in Nr. 12 angegebene Adresse des Herrn Hirsch muß richtig heißen:
Rom, Via del Tritone 201 (Siemens Societa Anonima).

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Göttingen.

Die Ortsgruppe Göttingen hat als Mitglied zum Beirat der Gesellschaft Herrn Prof. Dr. M. Reich, Göttingen, bestimmt. Die Ortsgruppe hat zurzeit 32 Mitglieder. Der Vorstand setzt sich wie folgt zusammen:

1. Vorsitzender: Herr Prof. Dr. M. Reich, Göttingen,
2. Vorsitzender: Herr Prof. Dr. R. Pohl, Göttingen,
Schatzmeister: Herr Prof. Dr. Trommsdorf, Göttingen,
1. Schriftführer: Herr Prof Dr. Mainka, Göttingen,
2. Schriftführer: Herr Prof. Dr. Trommsdorf, Göttingen.

Die Sitzungen finden stets gemeinsam mit denen der Physikalischen Gesellschaft statt. Für das Frühjahr ist eine besondere Tagung und Besuch eines industriellen Unternehmens geplant.

Prof. Dr. M. Reich.

Ortsgruppe Leipzig.

Sitzungsbericht.

Dienstag, den 22. Januar 1924, abends 8 Uhr, fand im Hörsaal für theoretische Physik, Linnéstraße 5, Hauptversammlung statt.

Tagesordnung:

1. Jahresbericht des Vorstandes.
2. Kassenbericht.
3. Neuwahl des Vorstandes.
4. Verschiedenes.
5. Vortrag des Herrn Dr. W. Dietz über: „Der Kleintransformator und seine Anwendung" (m. Lichtbildern).

Ausschuß für technische Mechanik des Berliner Bezirksvereins deutscher Ingenieure.

Sitzungen Montags 5,15 Uhr im Hörsaal 158 (Hauptgebäude) der Technischen Hochschule.

Nächste Vorträge: 25. Februar, Professor Dr.-Ing. H. Reissner: „Das Erddruckproblem". 24. März, Professor Dr. W. Hort: „Schwingungen von Stäben und Platten".

Die Mitglieder der Deutschen Gesellschaft für technische Physik sind eingeladen. Gäste sind willkommen.

Weitere Vortragsanmeldungen sind erwünscht und werden erbeten an den Obmann, Professor Dr.-Ing. H. Reissner, Technische Hochschule, Fernruf Wilhelm 7451 oder an den Schriftführer Professor Dr. E. Everling, Cöpenick, Lindenstraße 10, Fernruf: Cöpenick 543.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1924 **Fünfter Jahrgang** **Nr. 3**

INHALT:

An die Herren Mitarbeiter der Zeitschrift für technische Physik.

Die Zeitschrift für technische Physik blickt nunmehr auf ein vierjähriges Bestehen zurück, in einer Zeit, in der durch die Währungsschwierigkeiten zahlreiche wissenschaftliche Zeitschriften zum Erliegen kamen.

Der treuen Unterstützung durch unsere Herren Mitarbeiter, der Opferfreudigkeit unserer Leser und der Tatkraft und Sorgsamkeit der Deutschen Gesellschaft für technische Physik ist es zu danken, wenn in diesen vier Jahren die Zeitschrift für technische Physik stetig ihren Umfang vergrößern konnte. Im Jahre 1923, dem schwersten ihres Bestehens, betrug die Umfangszunahme gegenüber 1922 noch etwa 25 v. H.

Trotzdem verlangt die Steigerung der Druckkosten, die gegenüber dem Friedensstand 50 v. H. beträgt, von den Herausgebern und der Schriftleitung, daß sie auf weiteste Sparsamkeit bedacht sind. Hierzu die Hilfe unserer Mitarbeiter anzurufen, ist der Zweck dieser Mitteilung.

Die Herstellungskosten unserer Zeitschrift sind in erster Linie durch die Satzkosten bedingt, die sich verschieden gestalten, je nachdem es sich um glatten durchlaufenden Wortsatz oder um Formeln, Tabellen und Abbildungen handelt. Für die letztgenannten drei Satzarten betragen die Mehrkosten gegenüber glattem Satz 60 v. H. und darüber. Wir bitten daher die Herren Mitarbeiter, mit mathematischem Satz, mit Tabellen und Abbildungen möglichst sparsam umzugehen.

Bei mathematischen Darlegungen kann man viel Formelraum sparen, indem man die Zwischenrechnungen möglichst abkürzt. Statt Tabellen bringt man besser graphische Kurvendarstellungen; vor allem aber ist doppelte Darlegung des Befundes sowohl durch Tabellen, als auch durch Kurven zu vermeiden. Im allgemeinen sollte der für bildliche Darstellungen in Anspruch genommene Raum 20 v. H. des Gesamtumfanges eines Aufsatzes nicht übersteigen.

Weitere sehr erhebliche Kosten entstehen durch umfangreiche Korrekturen. Daher soll die sorgfältige Schlußüberarbeitung der Aufsätze vor Einsendung, nicht erst bei der Korrektur erfolgen. Korrekturen in den Fahnenabzügen sind auf das geringste Maß einzuschränken. Die eingereichten Manuskripte sollten derartig vollkommen sein, daß in den gesandten Abzügen nur die durch falsches Setzen entstandenen Fehler richtigzustellen sind. Änderungen in der bisweilen gewünschten zweiten Korrektur, d. h. nach dem Umbruch sind wegen der damit verknüpften sehr hohen Kosten nicht statthaft, größere Änderungen technisch unmöglich.

Zur Sicherung der Gleichmäßigkeit der Zitate sollen diese in Zukunft als im Aufsatz fortlaufend numerierte Fußnoten erscheinen. Wichtig ist ferner bei den Zitaten die Beobachtung wissenschaftlicher Grundsätze. Diese sind ja nicht allgemein normiert, wir glauben aber den durchschnittlich üblichen wissenschaftlichen Gebrauch richtig zu treffen, wenn wir vom Zitat in Zukunft folgendes verlangen: Name und Vorname des Autors, vollständiger Titel der Arbeit, Titel der Zeitschrift, (Ausgabefolge), Bandzahl, (Jahreszahl), Seitenzahl. Z. B.:

L. Bergmann, Messungen im Strahlungsfelde eines Hertzschen und eines Abrahamschen gedämpften Erregers. Ann. d. Phys. (4) **67** (1922), 13.

Bei Büchern soll entsprechend verfahren werden unter Angabe des Verlagsortes, des Druckjahres und ev. der Auflage. Z. B.:

E. Mach, Die Prinzipien der Wärmelehre. 2. A. Leipzig. (1900), 67.

An der Spitze von Buchbesprechungen sind die Titel noch durch Angabe des Umfanges (Seiten- und Abbildungszahlen) wie ev. des Titels der Sammlung, zu der das Buch gehört, nebst der Verlagsfirma zu vervollständigen. Wenn möglich, ist auch der Preis hinter dem Titel anzugeben. Z. B.:

Graetz, L., **Die Physik.** I. Bd. v. „Die Naturwissenschaften und ihre Anwendungen". 2. verb. u. verm. A. XII,

582 S. 395 Abb. i. T., 12 z. T. farb. Tf. Walter de Gruyter & Co, Berlin u. Leipzig. 1923. Geh. M. 25,—.

Wichtig ist zwecks bequemer Lesbarkeit eines Aufsatzes eine gute, äußerlich durch Kapiteleinteilung und Kapitelüberschriften erkennbare Disposition. Ferner soll am Anfang jeder Arbeit eine Einleitung stehen, welche eine Stoffabgrenzung gegen das Bekannte und die Richtung, in welcher sich die ev. Neuerung des Autors bewegen will, zu geben hätte. Am Schluß der Arbeit soll eine Zusammenfassung der Resultate gegeben werden.

Die Abbildungen unserer Zeitschrift sind ja bisher immer von einer befriedigenden durchschnittlichen Güte gewesen. Hier kann aber immerhin einiges geschehen durch Beachtung gewisser einfacher Regeln bei der Anfertigung von Bildvorlagen. Die Abbildungen dürfen nicht in in das Manuskript gebracht werden, sondern müssen auf besonderem weißen, glatten Karton mit Ausziehtusche und Ziehfeder gezeichnet sein. An Stelle des Kartons kann auch das graue glatte Pauspapier benutzt werden. Nicht verwendbar ist das mit einem engen Liniennetz bedruckte Millimeter- oder Logarithmenpapier.

Bezüglich des Maßstabes der Zeichnung ist zu beachten, daß die Breite des Druckstockes einschließlich Beschriftung an den Seiten maximal 7,5 cm betragen darf, was der Breite der halben Seite unserer Zeitschrift entspricht. Ausnahmsweise bei größeren Darstellungen darf die Bildbreite 15 cm betragen, entsprechend der Breite der ganzen Seite. Jedoch sind über 7,5 cm hinausgehende Bildbreiten tunlichst zu vermeiden.

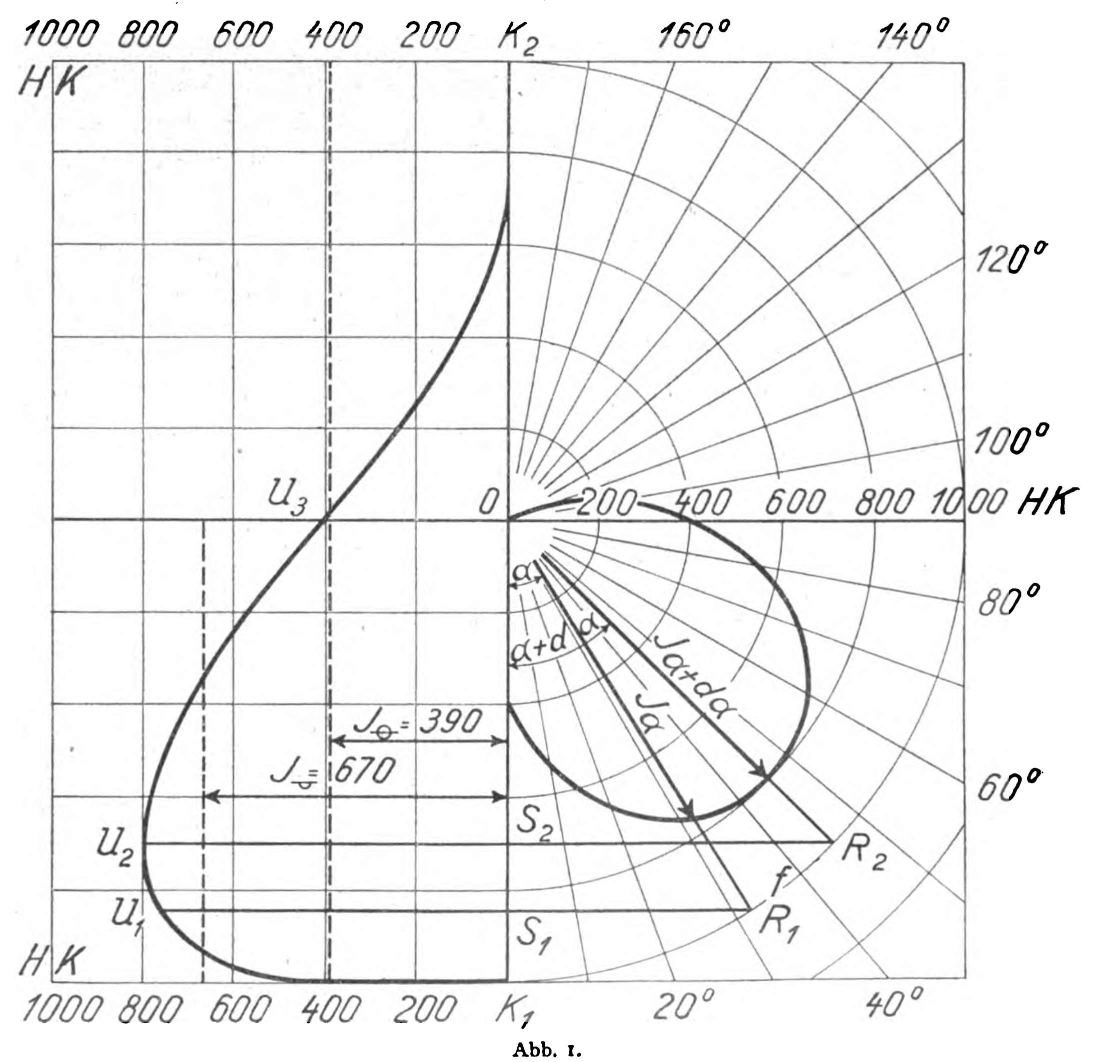


Abb. 1.

Bei dieser angegebenen Breite, die sich auf die fertige Abbildung bezieht, ist zu berücksichtigen, daß zwecks sauberer Ausführung der Druckstöcke die Vorlagen größer sein sollten, so daß sie zu den Druckstöcken verkleinert werden müssen. Als Verkleinerungsmaßstab empfiehlt sich $^1/_2$ linear, worauf bei Anlage und Beschriftung der Abbil-

dungsvorlage Rücksicht zu nehmen ist. Wir empfehlen bei Verkleinerung von $^1/_2$ folgende Maße:

Höhe der großen Buchstaben . .	4,— mm,
Höhe der kleinen Buchstaben . .	2,75 mm,
Höhe der Zahlen	4,— mm,
Indexzahlen oder Indexbuchstaben	2,75 mm,
Breite von Hauptlinien (Kurven) .	0,75 mm,
Breite von Nebenlinien	0,5 mm,
Breite der Koordinatenlinien . . .	0,5 mm,
Breite der Netzteilungslinien . . .	0,25 mm.

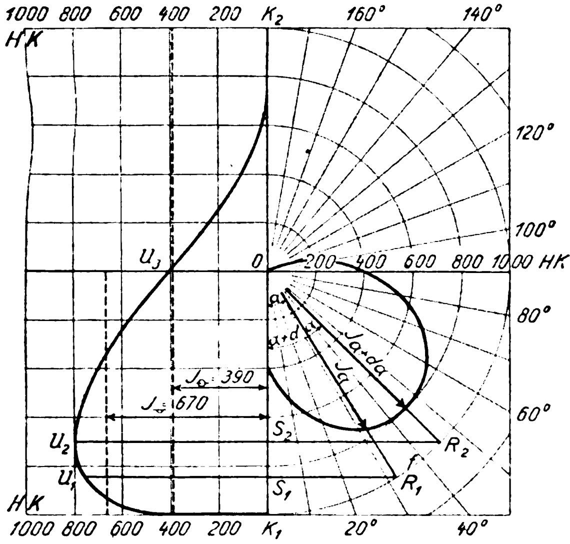


Abb. 2. Rousseausches Verfahren zur Ermittlung der mittleren sphärischen und hemisphärischen Lichtstärke.

Die Abbildung 1 gibt eine Darstellung im Original-(Zeichnungs-)Maßstab, Abbildung 2 eine Darstellung in Verkleinerung auf $^1/_2$, d. h. Druckmaßstab wieder. Für die Beschriftung mit Buchstaben und Zahlen hat sich allgemein die schräge **Blockschrift** eingeführt, zu deren Ausführung Schablonen im Handel erhältlich sind.

Jede Abbildung soll eine Unterschrift besitzen, so daß man beim Lesen gleich erkennt, was sie vorstellen soll. Bei Abbildungen, die noch für andere Verwendung, z. B. für Bücher oder Übersetzungen in fremde Sprachen gedacht sind, empfehlen wir, deutsche Worte in der Abbildung zu vermeiden und statt dessen lieber Zahlen- oder Buchstabenbezeichnung zu wählen, deren Bedeutung unter der Abbildung angegeben wird.

Die Zählung der Abbildungen erfolgt ebenso wie die der Zitate in jedem Aufsatz von 1 an durchlaufend.

Es wird ganz besonders darauf aufmerksam gemacht, daß nach Herstellung der Druckstöcke Änderungen der Abbildungen nicht möglich sind, da sonst die Druckstöcke neu angefertigt werden müssen.

An dem allgemein üblichen Gebrauch, daß die Manuskripte nur einseitig zu schreiben sind, wird natürlich nichts geändert; wir bitten aber die Herren Mitarbeiter, in Zukunft auf der ersten Seite des Manuskripts ihre volle Adresse, auch den Vornamen, sowie Blattzahl und Bildzahl der Arbeit zu vermerken. Auf den Bildvorlagen bitten wir kurz den Namen des Autors und Titel der Arbeit vermerken zu wollen, damit keine Verwechslungen entstehen.

Die obenstehenden Vorschriften haben, wie ersichtlich, den Zweck, die Herausgabe unserer Zeitschrift zu verbilligen und eine gewisse Gleichartigkeit der äußeren Gestaltung herbeizuführen. Jeder Gedanke an eine unzulässige Uniformisierung liegt uns fern; die obigen Vorschriften sind lediglich durch die Bedürfnisse der technischen Zeitschriftenherstellung bedingt.

Wenn wir so den Herren Mitarbeitern etwas mehr Mühe aufbürden, so waren wir dank dem Entgegenkommen der Deutschen Gesellschaft für technische Physik andererseits in der angenehmen Lage, ab 1. Januar das Honorar zeitgemäß zu erhöhen. Es beträgt für zusammenfassende Berichte M. 70, für Arbeiten M. 35 für den Bogen von 8 Seiten. Nach wie vor werden dazu 50 Sonderdrucke umsonst, weitere gegen mäßige Berechnung geliefert.

Wir hoffen, daß auch im 5. Jahrgang dieselben erfreulichen Beziehungen zwischen den Herren Mitarbeitern und der Zeitschriftherausgabe bestehen werden und daß uns die Manuskripte mit der gleichen Ergiebigkeit zugehen, wie bisher.

Die Herausgeber.
Dr. G. Gehlhoff. Dr. H. Rukop.
Die Schriftleitung.
Dr. W. Hort.

Zusammenfassende Berichte.

Die Staubexplosionen.

(Vorgetragen in der Sitzung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik am 4. Mai 1923.)

Von Georg Jaeckel.

Alljährlich kommen in den verschiedensten Maschinen und Betrieben (Dreschmaschinen, Zucker-, Stärkefabriken, Mühlen, Getreidespeichern, Brikettfabriken, Bergwerken usw.) zahlreiche Staubexplosionen vor. Der Grund ist die bisherige mangelhafte Kenntnis der Explosionsursachen und die ungenügenden Schutzmaßnahmen gegen die Explosionsgefahr. Die vielen Untersuchungen, die im Anschluß an große Unglücksfälle in den letzten

50 Jahren ausgeführt wurden, sind leider meist nur auf die Bedürfnisse einer speziellen Industrie eingestellt. Nur ganz wenige Arbeiten wie die gründliche Untersuchung Beyersdorfers[1]) über die Zuckerstaubexplosionen bringen das allgemeine Problem der Staubexplosionen der Lösung näher. In der folgenden Arbeit sollen einmal ganz allgemein die Ursachen und Bedingungen einer Staubexplosion auf möglichst einfacher Grundlage entwickelt und rechnerisch erfaßt werden.

A. Die Ursachen der Staubexplosionen.

Es ist leicht einzusehen, worauf das häufige Vorkommen und die Gewalt der Staubexplosionen zurückzuführen ist. Nicht nur der schwebende, sondern auch der auf Gesimsen, Boden und Wänden abgelagerte feine Staub, der vom Luftzug oder einer ersten Teilexplosion aufgewirbelt wird, bildet die Gefahrenquelle. Die feinen Staubteilchen mit ihrer großen Oberfläche können rasch verbrennen; je feiner der Staub, desto mehr gleicht das Staub-Luftgemisch einem Gas-Luftgemisch und desto größer wird die Explosionsgefahr. Es ist überhaupt schwer, zwischen Gasexplosionen und Staubexplosionen eine Trennung zu machen, da sie häufig vereint vorkommen. So gab Faraday für eine große Explosion in den Haswell-Kohlebergwerken in England die Erklärung, daß die Entzündung und Explosion schlagender Wetter wohl die Ursache, die Mitexplosion des dabei aufgewirbelten Kohlenstaubes aber erst die gewaltigen Ausmaße des Unglücks bewirkt hätte. Und ähnlich werden die Verhältnisse bei den meisten Grubenunglücken liegen.

Wie sehr Staubexplosionen und Gasexplosionen ineinandergreifen, geht am besten aus Forschungsarbeiten des amerikanischen Bureau of Mines hervor, welche ergaben, daß die Entzündbarkeit von Kohlenstaub desto größer ist, je größer sein Gehalt an flüchtigen Bestandteilen ist; hiernach geht also bei der Ausbreitung der Explosion wohl eine Destillation der Staubteilchen voraus, so daß durch die rasche Erwärmung der Staubteilchen eine Gasexplosion eingeleitet wird. Aber die Betrachtung solcher Elementarvorgänge, so nützlich sie auch für die Erklärung der Entzündbarkeit einer speziellen Staubart sein kann, führt uns leicht ab von der Hauptaufgabe: der Erörterung gemeinsamer Eigenschaften aller Staubarten.

Hier möchte ich als Hauptgrund für die Gefährlichkeit des feinen Staubes gegenüber den Gasen anführen, daß ein Staubteilchen ein dicht zusammenhängender Molekülkomplex ist, so daß bei seiner Verbrennung eine weit stärkere Volumenvergrößerung auftritt, als bei der Verbrennung der gleichen Gasmenge. Z. B. ergibt eine Zuckerstaubmenge bei vollständiger Verbrennung in reinem Sauerstoff nach der Formel:

$$C_{12}H_{22}O_{11} + 12\,O_2 = 11\,H_2O + 12\,CO_2 + 1355\ \text{Cal/Mol}$$

ungefähr das doppelte Volumen an Verbrennungsgasen, als der Sauerstoff vorher bei gleicher Temperatur eingenommen hätte. Dahingegen müßte bei der Verbrennung von Wasserstoff und Sauerstoff zu Wasserdampf bei gleichbleibender Temperatur eine Volumenverminderung auf zwei Drittel eintreten. Nun findet in beiden Fällen, wie man aus den Verbrennungs- und spezifischen Wärmen berechnen kann, ungefähr dieselbe Temperaturerhöhung statt, so daß man also bei einer Zuckerstaubexplosion, sofern sie ebenso rasch vor sich geht, mit einer ungefähr dreimal größeren Volumenvermehrung und demzufolge stärkeren Wirkung zu rechnen hat als bei einer Knallgasexplosion! Das macht verständlich, daß nach der Klassifizierung von Wheeler[1]) der Zuckerstaub der gefährlichste ist von allen Staubarten.

Die Heftigkeit der Staubexplosion wird auch ganz wesentlich abhängen von der Feinheit des Staubes; denn sie bedingt die Verbrennungszeit des einzelnen Staubteilchens. Hier macht sich außerdem noch als Begünstiger der Verbrennung die Oberflächenhaut von verdichteten Gasen bemerkbar, die bei sehr kleinen Teilchen in Frage kommt und die z. B. von Regener[2]) als Erklärung für die falschen Massenbestimmungen Ehrenhafts im Streit um die Subelektronen herangezogen wurde. Ich möchte gleich hier auf eine neue einfache Methode hinweisen, durch welche man leicht den Nachweis einer Gashaut der Staubteilchen erbringen kann: Man zermahlt ein grobkörniges Ausgangsmaterial unter Luftabschluß (das ist z. B. mit einer Kugelmühle möglich); beim Zermahlen zu Puder wird die Oberfläche stark vergrößert; die Folge ist eine Adsorption von Luft aus der Kugelmühle, die sich als Unterdruck leicht mit einem Manometer nachweisen läßt. Auf diese Weise gelang es mir z. B., beim Zuckerstaub den Nachweis der Gashaut zu erbringen.[3])

[1]) Beyersdorfer, Ber. d. Deutsch. chem. Gesellsch. **55** (1922), S. 2593. — Beyersdorfer, Zeitschr. d. Ver. d. deutschen Zuckerindustrie **72** (1922), S. 475.

[1]) Wheeler, Zeitschr. d. Ver. d. deutschen Zuckerindustrie **54** (1917), S. 622.

[2]) Regener, Sitzungsberichte d. Preuß. Akademie d. Wissenschaften 1920, S. 632.

[3]) Die derart nachgewiesene Gashaut des Zuckerstaubes verdient auch deswegen noch Interesse, weil sie die vielumstrittene geringere spezifische Drehung des feinverteilten chemisch reinen Zuckers erklärt; die Gashaut wird beim festen Zucker mitgewogen, verschwindet aber in der Lösung.

Neben der halbstarr mit dem Staubteilchen verbundenen Gashaut, welche die Einleitung der Verbrennung fördert und auch bei der Verbrennung zur starken Volumenvergrößerung beiträgt, kommen aber bei den festen Staubteilchen noch als Explosionsförderer die elektrischen Aufladungen hinzu, welche sie durch Reibung an der Luft oder an Gefäßwänden erhalten können. Von dieser neuen Gefahrenquelle, welche die Staubteilchen vor den Gasen voraus haben, und auf die auch Beyersdorfer[1]) als erster aufmerksam gemacht hat, wird später die Rede sein.

Ich fasse zusammen:

1. Kleines Anfangsvolumen, Gashaut und elektrische Aufladung machen den brennbaren Staub gefährlicher als das brennbare Gas.
2. Feine Verteilung und Gashaut machen den Staub entzündbarer und darum gefährlicher als den größeren Körper gleichen Materials.

Ein Versuch zeigt uns mehr als alle Worte diesen Unterschied zwischen dem festen Körper und dem Körper in feiner Verteilung: Grobkörniger Zucker oder gehäufter Zuckerstaub zersetzt sich beim Erwärmen mit einer offenen Flamme (Bunsenbrenner) und verbrennt langsam unter Zurücklassung der schwer verbrennbaren Zuckerkohle, die erst bei sehr hohen Temperaturen verbrennt; Zuckerstaub in fein verteilter Form verbrennt bei 410^0 momentan wie Schießpulver und restlos! Es scheint, als ob beim raschen Erwärmen des Zuckers bei der Staubexplosion eine ganz andere Zersetzung eintritt als beim allmählichen Erwärmen; und ähnlich dürften die Verhältnisse bei vielen anderen Staubarten liegen.

Wir wollen nunmehr mit Hilfe einer einfachen theoretischen Betrachtung sowohl die thermische als auch die elektrische Staubexplosion quantitativ behandeln und die Ergebnisse der Rechnung dann mit praktischen Versuchsergebnissen vergleichen.

B. Die thermische Staubexplosion.

§ 1. Berechnung der Explosionsgrenzen bei ausgedehnter Wärmequelle.

Die naheliegendste Ursache einer Staubexplosion ist die Zündung der Staubwolke durch eine offene Flamme oder eine bis zur schwachen Rotglut erhitzte Metallplatte. Aber das Vorhandensein einer Wärmequelle allein genügt noch nicht: sie würde nur die nächsten Staubteilchen entflammen; die Wärme muß von einem Element der Staubwolke zum Nachbarelement weitergegeben werden, wenn eine Explosion der ganzen Staubwolke eintreten soll.

So selbstverständlich dieser Satz scheint, gibt er uns doch mit einem Schlage die Explosionsbedingung:

Die in einem Raumelement durch Verbrennung des Staubes entwickelte Wärmemenge muß so groß sein, daß das Nachbarelement auf die Entzündungstemperatur des Staubes gebracht wird.

Diese einfachste Bedingung gilt, wenn die Wärmequelle ausgedehnt und eben ist, so daß wir nur Wärmefluß in einer Richtung senkrecht zur Begrenzung der Wärmequelle haben. Wir erhalten aus ihr einmal eine untere und eine obere Grenze für die Explosionen: die untere wird dadurch gegeben, daß eine Mindeststaubmenge vorhanden sein muß, um bei der

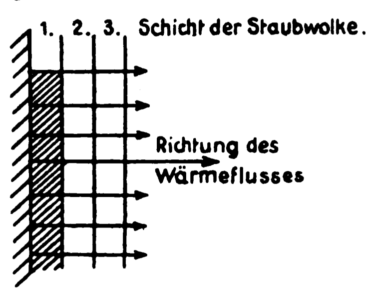


Fig. 1.

Verbrennung die nötige Anzahl Kalorien für die Erwärmung des Staub-Luftgemisches im Nachbarvolumen zu ergeben. Die obere Explosionsgrenze folgt daraus, daß der beschränkte Sauerstoffvorrat nur die Verbrennung einer bestimmten Staubmenge zuläßt, also eine feste obere Grenze für die Verbrennungswärme setzt, und mit diesem Wärmegewinn nur die Erwärmung einer gewissen Höchstmenge Staub auf die Entzündungstemperatur zuläßt.

c_1 = spez. Wärme der Luft bei konst. Vol. = 0,17 cal/g·Grad,
s_1 = Dichte der Luft bei 10^0 C = 0,00125 g/cm³,
q = Verbrennungswärme des Staubes,
c_2 = spez. Wärme des Staubes,
t = Anfangstemperatur,
T = Entzündungstemperatur,
p = in der Wolke vorhandene Staubmenge in g/cm³,
n = Staubmenge in g/cm³, bei der noch vollkommene Verbrennung mit der vorhandenen Luft möglich ist,
V = Wärmeverluste in cal/cm³, hauptsächlich hervorgerufen durch Wärmeausstrahlung an nicht direkt benachbarte Teile,

so ist die Bedingung[1]) für die Ausbreitung der Explosion:

[1]) Beyersdorfer, a. a. O.

[1]) Eine ähnliche Bedingungsgleichung benutzt auch Eitner, Untersuchungen über die Explosionsgrenzen brennbarer Gase und Dämpfe. Habilitationsschrift 1902. S. 100.

$$p \cdot q \geqq V + (T - t) \cdot (p \cdot c_2 + s \cdot c_1), \qquad (1)$$

$$p \cdot [q - (T - t) \cdot c_2] \geqq V + (T - t) \cdot s_1 \cdot c_1. \qquad (2)$$

Der Wärmeverlust V besteht darin, daß von der zuerst gezündeten und verbrennenden Staubschicht Wärme durch Strahlung und Leitung an nicht unmittelbar benachbarte Teile der Wolke oder an die Wände des Explosionsraumes abgegeben wird. Solche Wärmeverluste werden praktisch immer vorhanden sein; denn ehe ein Raumelement der Wolke auf Entzündungstemperatur gebracht ist, gibt es schon Wärme an die kälteren Nachbarelemente durch Strahlung und Leitung weiter. Wenngleich diese Vorwärmung der ferneren Schichten nach der Entzündung der zweiten Schicht förderlich ist für die weitere Ausbreitung der Explosion, so bedeutet sie doch für die Entzündung der zweiten Schicht selbst einen Verlust und erfordert von seiten der zuerst verbrannten ersten Schicht die Zuweisung eines größeren Wärmevorrats $p \cdot q$, als zu Entzündung der zweiten Schicht allein notwendig wäre. Setzt man der Luft Kohlensäure zu, so wird wegen der besseren Wärmeleitfähigkeit der Kohlensäure der Wärmeverlust und damit die untere Explosionsgrenze steigen. Der Wärmeverlust wird ferner abhängen von der Form und Beschaffenheit der Wände des Explosionsraumes, die ja auch durch Strahlung in Wärmeaustausch mit der Staubwolke stehen.

Wir rechnen nun mit dem für die Ausbreitung der Explosion günstigsten praktischen Fall, daß $V = 0$ ist, um eine absolut zuverlässige untere Explosionsgrenze zu erhalten. Ferner wollen wir zur Begünstigung der Explosion annehmen, daß die Vorgänge bei konstantem Volumen erfolgen. Dann ist die spezifische Wärme der Luft

$$c_1 = 0{,}17 \text{ cal/g} \cdot \text{Grad},$$

während bei konstantem Drucke

$$c = 0{,}238 \text{ cal/g} \cdot \text{Grad}$$

wäre. Bei 10^0 Anfangstemperatur und 760 mm Druck ist die Dichte der Luft 0,00125 g/cm³. Sowie die Luft teilweise durch Kohlensäure ersetzt wird, steigt das Produkt $c_1 \cdot s$; die untere Explosionsgrenze wird also auch hierdurch heraufgesetzt.

Die rechte Seite der Gleichung (2) hat also unter normalen Verhältnissen den kleinsten Wert: $(T - t) \cdot s_1 \cdot c_1$, und wir erhalten für die untere Explosionsgrenze:

$$p = \frac{(T - t) \cdot s_1 \cdot c_1}{q - (T - t) \cdot c_2} + \frac{V}{q - (T - t)\, c_2}. \qquad (3)$$

Zur oberen Explosionsgrenze gelangen wir theoretisch, wie oben angedeutet, durch eine sehr ähnliche Überlegung: Der in 1 cm³ enthaltene Sauerstoff kann nur eine ganz bestimmte Staubmenge (n Gramm) oxydieren; der Rest bleibt unverbrannt. Sind mehr als n Gramm Staub pro cm³ Luft vorhanden, so werden die entstehenden Oxydationsprodukte bei organischen Staubarten nur zu einem gewissen Teil die Endprodukte der vollkommenen Oxydation (CO_2 und H_2O) sein; der übrige Teil wird aus der großen Zahl der möglichen Produkte unvollständiger Oxydation bestehen (z. B. Kohlenoxyd, Kohlenwasserstoffe, Aldehyde, Ketone, Säuren u. dgl.). Der theoretisch günstigste und einfachste Fall ist der, daß nur n Gramm Staub vollständig verbrannt werden, der überschießende Rest aber nur durch die Wärme ohne Einwirkung von Sauerstoff verändert wird, was bei steigender Konzentration immer mehr Wärme erfordert, ohne daß durch Verbrennung dieser Produkte Oxydationswärme auftreten kann. Es muß daher schließlich eine Konzentration P erreicht werden, deren Überschreitung eine Explosion unmöglich macht und die sich nach der Gleichung

$$n \cdot q \geqq V + (T - t) \cdot (c_2 \cdot P + s_1 \cdot c_1) \qquad (4)$$

berechnen läßt. Zu den üblichen Wärmeverlusten tritt aber in diesem Falle auch die Schmelz-, Zersetzungs- und Vergasungswärme des unverbrannten Staubes, so daß wir durch die Gleichung

$$\left.\begin{aligned} c_2 \cdot P &\leqq \frac{n \cdot q - V}{T - t} - s_1 \cdot c_1, \\ P &= \frac{n \cdot q - V}{(T - t) \cdot c_2} - \frac{s_1 \cdot c_1}{c_2} \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

eine ziemlich sichere obere Explosionsgrenze erhalten.

Will man im Laboratoriumsversuch eine Staubexplosion herbeiführen, so muß man mit der Konzentration in den durch die Formeln (3) und (5) gesteckten Grenzen bleiben. Diese Formeln zeigen ganz allgemein, daß eine Staubart desto leichter zur Explosion neigt, je größer ihre Verbrennungswärme im Verhältnis zu dem Produkt

$$\text{Entzündungstemperatur} \times \text{spezifische Wärme}$$

ist. Das macht verständlich, weswegen z. B. Zucker, Kohle, Aluminiumstaub so vorzüglich geeignet für Staubexplosionen sind.

Wir wollen nun einmal die Zahlenwerte für Zuckerstaub, dessen Entzündungstemperatur durch Beyersdorfer sehr exakt zu 410 ± 1^0 bestimmt ist, einsetzen. Wir erhalten für

$$t = 10^0, \quad c_2 = 0{,}35,$$
$$T = 410^0, \quad q = 4000 \text{ cal/g},$$
$$s_1 = 0{,}00125 \text{ g/cm}^3, \quad n = 0{,}000255 \text{ g/cm}^3,$$
$$c_1 = 0{,}17, \quad P = 7 \text{ kg/m}^3,$$
$$p = 22 \text{ g/m}^3.$$

Die so aus den thermischen Konstanten des Zuckers berechnete untere Explosionsgrenze

des Zuckerstaubes ist mit den experimentellen Ergebnissen Weinmanns[1]) in Einklang, daß die untere Explosionsgrenze der Zuckerstaubwolke unter 72 g/m³ liegt; die berechnete obere Sicherheitsgrenze stimmt ebenso mit einem von Beyersdorfer[2]) experimentell gefundenen Wert 13 kg/m³ befriedigend überein, zumal da Beyersdorfer ein kleines Versuchsgefäß benutzt hat, bei dem statt der Wärmeverluste Wärmezuwendungen von den Gefäßwänden auftreten, und die Vorwärmung der Luft das Glied $s_1 c_1$ aus der Gleichung (5) verschwinden läßt.

Wir sehen: Innerhalb der Grenzen 22 g/m³ bis 7 kg/m³ ist die Ausbreitung einer thermischen Zuckerstaubexplosion möglich. Die erforderliche Mindestkonzentration für eine Explosion bedeutet viel für einen großen freien Raum — ist doch die Konzentration einer sehr dichten Regenwolke nur 5 g/m³ — dagegen dürfte sie in Zerkleinerungsmaschinen stets vorhanden sein. — Durch Aufwirbeln von Staub läßt sich aber vorübergehend auch in großen Räumen mit Leichtigkeit die gefährliche Konzentration erreichen. Man bedenke: In einem 2 m hohen Gang einer Fabrik brauchen nur 50 g/m² Staub zu liegen, d. h. bei 1 kg Litergewicht eine 0,05 mm hohe Staubschicht, und der ganze Raum kann durch einen Luftzug mit einer Staubwolke gefährlicher Konzentration angefüllt werden. Man sieht, wie recht Beyersdorfer hat, wenn er in seiner Arbeit über die Zuckerstaubexplosionen sagt: Der schwebende Staub ist bisher immer überschätzt, der ruhende unterschätzt worden.

Man kann aus den Zahlenwerten auch erkennen, welche Mengen von unverbrennbarem Staub man der explosiblen Staubwolke beimengen müßte, um die Staubexplosion zu verhüten. Für Kohlenbergwerke war z. B. empfohlen worden, an der Decke der Schächte Bretter mit Asche anzubringen, die vom Explosionsstoß herabgeworfen und durch Erhöhung der Wärmekapazität des Luftstaubgemisches die Ausbreitung der Kohlenstaubexplosion verhüten sollte. Eine Überschlagsrechnung analog Gleichung (10), in der ja auch der unverbrannte Zuckerstaub explosionshindernd wirkt, zeigt, daß man je nach der Kohlenstaubkonzentration 1 bis 10 kg unverbrennbaren Staub pro Kubikmeter aufwirbeln müßte, um die Explosionsgefahr zu vermeiden. Da eine so hohe Staubkonzentration nur sehr schwer erzielt werden kann, und es wahrscheinlich ist, daß der obenaufliegende und an den Wandungen leicht anhaftende gefährliche Staub eher aufgewirbelt wird als der dicht gehäufte Schutzstaub, so erscheint der Erfolg dieser Methode fraglich.

Weit besser erscheint es, durch Zerstäubung von Wasser dem Staub jede Gefährlichkeit zu nehmen (nasse Entstaubung, System Frankenthal). Man sieht leicht, daß auch bei der für die Explosion günstigsten Staubkonzentration n sich aus der Gleichung:

$$n \cdot q \geqq V + (T - t) \cdot (c_2 \cdot n + s_1 \cdot c_1 + r \cdot 1) + 539 \cdot r$$

sich die Wasserkonzentration r berechnen läßt, die vermöge ihrer hohen spezifischen Wärme $c = 1$ und Verdunstungswärme 539 cal/g imstande ist, die Explosion zu verhindern. Für Zuckerstaub ergibt sich danach rund

$$r = 0{,}001 \text{ g/cm}^3 = 1 \text{ kg/m}^3,$$

d. h. die Beladung des Staubes mit der vierfachen Wassermenge macht auch die gefährlichste Staubkonzentration unschädlich.

§ 2. Die Zündung einer Staubwolke durch Funken.

Bisher haben wir nur die Zündung einer Staubwolke durch eine ausgedehnte Wärmequelle behandelt.

Wesentlich schwerer ist die Ausbreitung der Explosion, sofern nur einzelne Staubteilchen durch Funken gezündet werden und nun Wärme nach allen Seiten abzugeben haben. Wenn ein Funke durch eine Staubwolke fliegt und alle auf seiner Bahn liegenden Staubteilchen zündet, so müßte jedes dieser Staubteilchen wieder seine Nachbarn außerhalb der Funkenbahn zünden, damit eine Explosion der ganzen Wolke eintreten

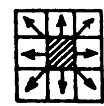


Fig. 2.

kann. Fig. 2, die einen Schnitt senkrecht zur Funkenbahn darstellt, lehrt, daß in diesem Fall das mittlere gezündete Volumen 8 Nachbarelemente von gleicher Größe zünden müßte.

Reicht die Wärme des Funkens dagegen nur aus, um ein einzelnes Staubteilchen zu zünden, so ist die Aussicht für eine Ausbreitung der Explosion noch ungünstiger, da dann wie aus einer entsprechenden räumlichen Figur hervorgeht, das entzündete Volumen an 26 im Raume benachbarte Volumina Wärme abzugeben hat. Da der Temperaturüberschuß eines glühenden Metallteilchens über die Entzündungstemperatur des Staubes meist relativ klein ist, da die spezifische Wärme der Metalle auch meist geringer ist als die des Staubes, und da die Größe des als Funken

[1]) Zeitschr. f. d. Berg-, Hütten- und Salinenwesen im pr. St. 68 (1920), S 100—114.
[2]) Beyersdorfer, a. a. O.

erscheinenden Metallteilchens sehr gering ist, so ist das Entzünden eines Staubpartikelchens durch einen vorbeifliegenden Funken sehr schwierig, zumal das Teilchen vor der Zündung geschmolzen, zersetzt und „vergast" werden muß, was auch viel Wärme erfordert. Aber nimmt man selbst den günstigsten Fall an, daß es gelingt, in der Funkenbahn eine Kette aufeinanderfolgender Teilchen zu zünden, so müssen von jedem gezündeten Elementarvolumen, das 1 Staubteilchen enthält, 8 gleich große Nachbarvolumina gezündet werden. Wie groß ist dann die geringste Staubkonzentration, bei der die Ausbreitung der Explosion möglich ist, und wie groß ist das höchste?

Wir erhalten in diesem Fall statt Gleichung (2) für die untere Explosionsgrenze:

$$p \geqq \frac{8 \cdot (T - t) \cdot s_1 \cdot c_1 + V}{q - 8 \cdot (T - t) \cdot c_2} \tag{6}$$

und für die obere Explosionsgrenze statt (5)

$$\left.\begin{aligned} P \leqq & \frac{n \cdot q}{8 \cdot (T - t) \cdot c_2} \\ & - \frac{s_1 \cdot c_1}{c_2} - \frac{V}{8 \cdot (T - t) \cdot c_2}. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Setzt man hierin die Zahlenwerte für Zucker ein, so ergibt sich

$$p \geqq [0{,}000236 + 0{,}000347 \cdot V]\,\mathrm{g \cdot cm^{-3}}$$
$$P \leqq [0{,}000300 - 0{,}000893 \cdot V]\,\mathrm{g \cdot cm^{-3}}.$$

Man sieht: schon für den idealen Fall, daß keine Wärmeverluste durch Strahlung, Leitung usw. vorhanden sind, fallen untere und obere Explosionsgrenze fast zusammen; der Explosionsbereich liegt in den sehr engen Grenzen 236—300 g/m, so daß Funkenzündung nur möglich wäre in einer Staubwolke von dieser Konzentration. Die praktisch immer vorhandenen Wärmeverluste durch Leitung und Strahlung an entferntere Teilchen und durch Aufbringung der Schmelz- und Zersetzungswärmen für die 8 unmittelbar benachbarten Teilchen engen aber den Explosionsbereich noch weiter ein, so daß die Entzündung einer Staubwolke durch Funken wohl als praktisch unmöglich angesehen werden kann.

Daß Gas-Luftgemische durch Funken sehr wohl gezündet werden können, steht damit nicht in Widerspruch; denn hierbei sind die Gase immer als einzelne Moleküle verteilt, so daß stets das Verhältnis von Teilchengröße zu Funkengröße sehr klein ist, und wir dieselben Verhältnisse haben wir bei der Zündung einer Staubwolke durch einen ausgedehnten heißen Körper.

§ 3. Folgerungen für die Praxis.

Was besagen nun unsere allgemeinen und numerischen Rechnungen für die Praxis?

Wir sahen: die Zündung einer Staubwolke durch offene Flammen ist an Stellen hoher Konzentration, z. B. in Zerkleinerungsmaschinen, möglich. Praktisch wird aber dieser Fall nicht eintreten. Die Lager der Zerkleinerungsmaschinen werden sich kaum unbemerkt so heiß laufen können, daß hierdurch eine Explosion eingeleitet werden kann; dagegen spricht auch, daß beispielsweise die Staubexplosionen in deutschen Zuckerfabriken immer kurze Zeit nach den Arbeitspausen entstanden sind. — Nun könnte man noch annehmen, daß größere Fremdkörper, z. B. Nägel, Schraubenmuttern u. dgl. in die Mühle geraten und dort durch Reibung bis zur Entzündungstemperatur des Staubes kommen. Das ist sicher früher die Ursache vieler Mühlenexplosionen gewesen, besonders wo Mahlsteine verwandt wurden; aber in modernen Mühlen hält man Eisenfremdkörper sicher fern durch Fangmagnete und Messingteile, die wirklich durch Unvorsichtigkeit in die Zerkleinerungsmaschinen gelangen sollten, bekommen dort so guten metallischen Kontakt, mit den metallenen Walzen, daß sie schwerlich auf 400° kommen können. Beyersdorfer und ich[1]) haben in Frankenthal in Vorbrecher nach Art derjenigen, in denen 1917 die große Staubexplosion entstanden war, Messingstücke verschiedener Größe eingeworfen. Der Erfolg war, daß kleinere Messingstücke die Maschine glatt passierten und Stücke über 4 cm Durchmesser deformiert wurden ohne nennenswerte Erwärmung. — Die Zündung durch Funken, welche von Zusammenstößen harter Körper in den Zerkleinerungsmaschinen herrühren könnten, ist aus theoretischen Erwägungen heraus unwahrscheinlich. Aber auch experimentell ist es Beyersdorfer und mir nie gelungen, einen Zuckerstaubstrahl — der durch ein Streichholz leicht gezündet werden konnte — durch eine hellleuchtende Funkengarbe eines Schleifsteins zu zünden. — Ebenso sprach gegen die Funkenzündung ein unfreiwilliger Versuch, bei dem eine Schlagbolzenmühle, die mit Zucker beschickt war, mitten im Betrieb durch Verbiegen und Aneinanderschlagen der Bolzen zum Stillstand gekommen war. Die Beschädigungen der Bolzen sprachen dafür, daß an dieser Stelle hoher Staubkonzentration Funken geschlagen sein mußten, und dennoch war keine Explosion erfolgt.

Wenn nun für die Staubexplosionen der Praxis die Funkenzündung ausscheidet, müssen andere Ursachen in Frage kommen. Hier hat nun Beyersdorfer mit seiner experimentellen Arbeit über die Zuckerstaubexplosionen das Verdienst, bahnbrechend gewirkt zu haben.

[1]) Jaeckel u. Beyersdorfer, Zeitschr. des Vereins d. Deutschen Zuckerindustrie 73 (1923), 136.



C. Die elektrische Staubexplosion.

Während man früher allgemein annahm, daß die in der Praxis vorgekommenen verhängnisvollen Staubexplosionen durch Erwärmung des Staubes vorgekommen seien, haben die Versuche von Beyersdorfer[1]) gezeigt, daß auch eine elektrische Zündung einer Staubwolke möglich sei.

Beyersdorfer hatte bei seinen Untersuchungen 2 Arbeiten, auf die er sich stützen konnte:

1. die Arbeit von Dolezalek und Holde[2]), daß die Selbstentzündung von Benzintanks auf die Anhäufung von Elektrizität zurückzuführen ist, die beim Ausfließen des Benzins aus dem Behälter entsteht.

2. die Arbeit von Nusselt[3]), daß die Selbstentzündung des Wasserstoffs beim Füllen von Ballons daher rührt, daß die mitgerissenen Eisenoxydteilchen aus der Rohrleitung sich elektrisch aufladen, was an einer Glimmlichterscheinung zu erkennen ist. Das Auftreten dieser Entladungserscheinung hat die explosionsartige Entzündung des Gases zur Folge; wird sie beseitigt, so tritt keine Selbstentzündung mehr auf.

Durch Variierung der Anordnungen von Dolezalek, Holde und Nusselt und durch eigene Versuche gelangte Beyersdorfer zu einer fast vollkommen geschlossenen experimentellen Beweisführung, daß die Staubexplosionen eine elektrische Ursache haben können.

Beyersdorfer wies zunächst mit dem Elektroskop die starke elektrische Aufladung eines Zuckerstaubstrahls nach, rief dann im Ozonisator, dessen innere Wandung mit etwas Zuckerstaub bedeckt war, durch Einwirkung der stillen Entladung eine Zuckerstaubexplosion hervor und zeigte schließlich, daß beim Hindurchblasen des Zuckers durch einen engen Spalt mit Drucklust von 100 at eine ebensolche elektrische Leuchterscheinung auftritt wie im Wechselfelde des Ozonisators. Daß in diesem Falle nicht auch eine Explosion des Zuckers auftritt, liegt daran, daß der Zuckerstaub bei diesem Versuch nur sehr kurze Zeit — etwa $^1/_{1000}$ sec — im Gebiet der stillen Entladung weilt; außerdem ist die Abkühlung bei der Expansion der Druckluft so groß, daß die so erzeugte Zuckerstaubwolke auch nicht mit offenen Flammen gezündet werden kann, wie in der gemeinsamen Arbeit von Beyersdorfer und mir berichtet wurde.

Die Versuche Beyersdorfers haben auf jeden Fall den Beweis erbracht, daß ohne Wärme, allein durch eine fremde elektrische Energiequelle, eine Zuckerstaubexplosion hervorgebracht werden kann. Da sich Zuckerstaub andrerseits durch Reibung selbst stark aufladen kann — starke Aufladungen der Staubteilchen wurden von mir sowohl an Zerkleinerungsmaschinen als auch Dreschmaschinen gemessen — ist also mit der Möglichkeit einer elektrisch ausgelösten Selbstentzündung einer Zuckerstaubwolke zu rechnen (Beyersdorfer bezeichnet diese Erscheinung als „Staubgewitter", um gleichzeitig das ihm noch Unbekannte, Rätselhafte zum Ausdruck zu bringen).

Es erscheint daher von Interesse, einmal durch Rechnung festzustellen, wie stark die Aufladung einer Staubwolke sein muß, damit eine Selbstentzündung möglich ist, und diese Aufladung dann quantitativ zu messen. Dieses Glied fehlt noch in der Kette der Beyersdorferschen Beweisführung und die Ausfüllung dieser Lücke ist das Ziel der folgenden Überlegungen.

Die Lösung wird verhältnismäßig einfach, wenn man sich auf eine rein energetische Betrachtung beschränkt. Zur Entzündung des Staubes gehört eine bestimmte Energie, die wir aus der Menge, der spez. Wärme und der Entzündungstemperatur des Staubes berechnen können; zur Einleitung der Explosion muß diese Energie irgendwie aufgebracht werden. Soll nun die Explosion allein durch die Aufladung des Staubes infolge Reibung verursacht werden, so muß — ganz gleich, welche Zwischenvorgänge sich abspielen — die in der Staubwolke enthaltene elektrische Energie gleich sein der zur Entzündung der Staubwolke notwendige Energie. Und darum läuft die ganze theoretische Behandlung des Problems hinaus auf die Berechnung der Energien und die Gewinnung von meßbaren Größen, welche eine experimentelle Prüfung der Theorie und der Hypothese der elektrischen Staubexplosion gestatten.

§ 1. Berechnung der in einer gleichmäßig elektrisch geladenen Staubwolke enthaltenen elektrischen Energie.

Wir wollen annehmen, daß die Staubwolke die Gestalt einer Kugel habe vom Radius R, daß alle Staubteilchen gleichartig geladen seien, was sie in Wirklichkeit auch sind, und daß die Ladung innerhalb der Kugel gleichmäßig verteilt sei. Die Ladung pro cm^3 = Ladungsdichte sei k. Die Gesamtladung der Staubwolke ist dann

$$E = 4/3 \cdot \pi \cdot k \cdot R^3 . \qquad (8)$$

Die gleichmäßige Verteilung der Ladung ist selbstverständlich nur ein Übergangszustand; denn sobald wir diese Staubwolke in ein Gefäß einschließen und sich selbst überlassen, bewirken die zwischen den Staubteilchen wirksamen

[1]) Beyersdorfer, l. c.

[2]) Holde, Untersuchungen der Kohlenwasserstofföle und Fette. 5. Aufl., S. 173.

[3]) Nusselt, Zeitschr. d. Ver. Deutscher Ingenieure 66 (1922), S. 203.

Abstoßungskräfte ein heftiges Auseinanderströmen der Teilchen nach der Gefäßwand hin, ein Niederschlagen der Teilchen und eine Umsetzung eines Teils der in der Wolke enthaltenen elektrischen Energie in eine andere Energieform.

Die in der Staubwolke ruhende elektrische Energie erhält man in sehr einfacher Weise, wenn man bedenkt, daß sie ja gleich der Arbeit sein muß, die nötig ist, um die elektrisch geladenen Partikelchen mit der Gesamtladung E gegen die elektrischen Abstoßungskräfte aus dem Zustand feinster Verteilung über den unendlichen Raum auf eine Kugel vom Radius R zu verdichten. Diese Arbeit kann nur abhängig sein vom Anfangs- und Endzustand, es ist daher ganz gleich, auf welche Weise wir uns die Verdichtung der Gesamtladung E aus dem Zustande unendlich feiner Verteilung auf die Dichte k entstanden denken. Rechnerisch am einfachsten ist es, wenn wir die Kugel in konzentrische Kugelschalen vom Radius r und der Dicke dr zerlegen und uns die Verdichtung der ganzen Kugel so vorstellen, daß das Zentrum der Kugel zuerst entstanden sei und daß dieser kugelförmige Kern vom Radius r und der Ladungsdichte k durch allmähliche Verdichtung weiterer Staubmassen um eine Kugelschale der Dicke dr und der Ladungsdichte k vergrößert werde, u. s. f. Die Arbeit beim Verdichten einer Kugelschale aus dem Unendlichen auf den Abstand r sei dA.

Da die Ladung des kugelförmigen Kerns

$$e_1 = 4/3 \cdot \pi \cdot k \cdot r^3$$

und die Ladung der Kugelschale

$$e_2 = 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot k \cdot dr,$$

so ist — da die gleichmäßig geladene Kugel nach außen so wirkt, als ob ihre Ladung im Mittelpunkte vereinigt wäre — die bei dem Heranführen der Kugelschale geleistete Arbeit nach dem Coulombschen Gesetz:

$$dA = \frac{e_1 \cdot e_2}{r} = \frac{16}{3} \cdot \pi^2 \cdot k^2 \cdot r^4 \cdot dr,$$

also die Gesamtarbeit bei der Entstehung der ganzen Kugel vom Radius R:

$$A = \int_{r=0}^{r=R} dA = \frac{16 \cdot \pi^2 \cdot k^2}{3} \int_{r=0}^{r=R} r^4 \cdot dr = \frac{16 \cdot \pi^2 \cdot k^2 \cdot R^5}{15}.$$

$$A = \frac{16 \cdot \pi^2}{15} \cdot k^2 \cdot R^5. \qquad (9)$$

Führt man nach (8) die Gesamtladung E ein, so nimmt der Ausdruck die Form an:

$$A = \frac{3E^2}{5R}. \qquad (10)$$

Das ist also die Arbeit, die zur Verdichtung der Staubwolke nötig ist, und daher auch die potentielle Energie, die in der Staubwolke enthalten ist.

Schließen wir die gleichmäßig geladene Staubwolke in eine leitende Kugel vom Radius R ein, so würden die gegenseitigen Abstoßungskräfte die Staubteilchen auseinandertreiben und auf der Wandung niederschlagen. Hierbei wird ein Teil der elektrischen Energie in Arbeit und letzten Endes in Wärme umgesetzt. Den verbleibenden Rest an potentieller Energie, den die auf der Kugel vom Radius R gleichmäßig verteilte Ladung E besitzt, erhält man am besten direkt, wenn man über die Elementararbeiten integriert, die beim Heranführen der Ladung de aus dem Unendlichen auf die Kugel zu leisten ist, wenn auf ihr die Ladung gleichmäßig verteilt ist. Die Teilarbeit ist dann

$$dA' = \frac{e \cdot dr}{R},$$

also:

$$A' = \frac{1}{2} \cdot \frac{E^2}{R}.$$

So groß muß also nach dem Energieprinzip auch die potentielle elektrische Energie der auf der Kugeloberfläche gleichmäßig verteilten elektrischen Ladung sein; sie ist also nur um $^1/_6$ geringer als die Energie bei gleichmäßiger Raumerfüllung.

Wenn man annimmt, daß diese homogene Staubwolke von einer leitenden Kugelfläche vom Radius R eingeschlossen ist, welche geerdet ist, also das Potential 0 hat, und sich die homogene Staubwolke wieder — wie oben beschrieben — entstanden denkt, so ist die Teilarbeit beim Heranführen der Ladung e_2 von R nach r:

$$dA = e_2 \cdot e_1 \cdot \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R}\right),$$

und man erhält anstatt (10):

$$A = \frac{1}{10} \cdot \frac{E^2}{R}.$$

Der elektrische Energieinhalt und damit die Gefahr der elektrischen Selbstentzündung einer kugelförmigen Staubwolke wird also durch die Erdung der Wandung auf $^1/_6$ verringert. Für die Praxis ist also unbedingt Erdung aller staubführenden Maschinen zu empfehlen, wie es Beyersdorfer in seiner grundlegenden Arbeit bereits getan hat.

§ 2. Der elektrostatische Druck der Staubwolke.

Die elektrisch geladene Staubwolke ist wegen der gegenseitigen Abstoßung ihrer Bestandteile bestrebt, sich aufzulösen. Sie würde gegen eine

Hülle, die sie umschließt, einen Druck ausüben wie ein komprimiertes Gas. Wir wollen diesen Druck den „elektrostatischen Druck" P nennen.

Dieser Druck läßt sich leicht berechnen, wenn man die Arbeit, die bei einer weiteren Komprimierung der Kugel um das Volumen

$$d\,V = 4\pi \cdot R^2 \cdot d\,r$$

unter Beibehaltung der Gesamtladung E erforderlich ist, auf zweierlei Weise ausdrückt.

Diese Arbeit ist einmal

$$d\,A = - P \cdot d\,V = - P \cdot 4\pi\,R^2 \cdot d\,R,$$

zum anderen Mal nach (10) durch Differentiieren nach $d\,R$:

$$d\,A = - \frac{3}{5} \cdot \frac{E^2}{R^2} \cdot d\,R.$$

Daher ist:

$$P \cdot 4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot d\,R = \frac{3}{5} \cdot \frac{E^2}{R^2} \cdot d\,R$$

oder

$$P = \frac{3 \cdot E^2}{20\pi \cdot R^4}. \tag{11}$$

Ersetzt man E durch den Wert (8), so wird

$$P = \frac{4\pi}{15} \cdot R^2 \cdot k^2. \tag{12}$$

§ 3. Die zur Entzündung der Staubwolke notwendige Energie.

Wir wollen die naheliegende Annahme machen, daß zur Einleitung des Explosionsvorganges bei der elektrischen Staubexplosion dieselbe Energie aufgewandt werden muß, wie bei der thermischen Staubexplosion. — Bei dieser muß die ganze Staubwolke zunächst auf Entzündungstemperatur gebracht werden, die Temperatur einer Zuckerstaubwolke also beispielsweise bei 10^0 Anfangstemperatur um $400^0 = T$ erhöht werden. Wenn

$$\left.\begin{aligned}
s_1 &= \text{Dichte der Luft} = 0{,}00125\ \text{g/cm}^3,\\
c_1 &= \text{spez. Wärme der Luft} = 0{,}17\ \text{cal/g} \cdot \text{Grad},\\
p &= \text{Konzentration des Staubes in g/cm}^3,\\
c_1 &= \text{spez. Wärme des Staubes in cal/g} \cdot \text{Grad},\\
\varDelta T &= \text{Temperaturerhöhung},\\
Q &= \varDelta T \cdot (s_1 \cdot c_1 + p \cdot c_2),\\
\alpha &= \text{mechanisches Wärmeäquivalent} = 4{,}2 \cdot 10^7\ \text{erg/cal},
\end{aligned}\right\} \tag{13}$$

so ist die zur Entzündung der kugelförmigen Staubwolke erforderliche Energie:

$$W = \frac{4 \cdot \pi}{3} \cdot R^3 \cdot Q\ \text{cal} = \frac{4\pi}{3} \cdot R^3 \cdot Q \cdot a\ \text{erg}. \tag{14}$$

§ 4. Die Grundbedingung der elektrischen Staubexplosion.

Wenn die zur Entzündung notwendige Energie allein durch die Aufladung der Staubteilchen hervorgerufen werden soll, so muß die potentielle elektrische Energie der Staubwolke gleich oder größer sein als die zur Einleitung der Entzündung notwendige Energie.

$$A \geqq W \tag{15}$$

ist also die notwendige Explosionsbedingung. Jede Staubwolke oder jeder Teil einer Staubwolke, für den sie erfüllt ist, kann sich selbst entzünden.

Dabei ist es ganz gleichgültig, ob sich die elektrische Energie direkt in Wärme umsetzt oder ob sie sich inzwischen zunächst in eine andere Energieform umgewandelt hat. Der Vorgang kann sich z. B. so abspielen, daß sich die Teilchen zunächst infolge der Abstoßungskräfte in Bewegung setzen, dabei elektrische Energie verlieren und Bewegungsenergie gewinnen, und daß dann beim Aufprallen auf die umschließenden Wandungen die kinetische Energie in Wärme umgesetzt wird. Es kann aber auch die Entzündung so zustande kommen, daß sich an den Wandungen, welche den stauberzeugenden Teilen einer Maschine benachbart sind, allmählich sehr viel geladener Staub absetzt, daß immer neue Staubteilchen durch die vom Zentrum der Staubwolke her wirkenden Abstoßungskräfte darauf geschleudert werden und daß die sich auf diese Weise immer mehr anhäufenden Elektrizitätsmengen eine stille Entladung hervorrufen, die von der obersten Staubschicht durch die gut isolierenden inneren Staubschichten hindurch nach der metallenen Wand geht und die unteren Staubschichten genau so entzünden kann, wie die von einer fremden Energiequelle unterhaltene stille Entladung bei dem Ozonisatorversuch Beyersdorfers den ruhenden Zuckerstaub bei minutenlangem Einwirken entflammte.

Bei dieser Erklärung ist auch das häufige Vorkommen von Staubexplosionen unmittelbar nach Betriebspausen verständlich. Während der Betriebspause können die an den Wandungen haftenden Staubteilchen ihre Ladungen dorthin abgeben, so daß der Anlagerung weiterer gleichartig geladener Staubteilchen bei Aufnahme des Betriebes keinerlei Abstoßungskräfte hindernd im Wege stehen. Außerdem haben aber die zurückgebliebenen Teilchen während der Betriebspause Zeit, sich mit einer starken Gashaut zu versehen; sie neigen deswegen auch weit mehr als von der Luft abgeschlossene Teilchen zur Entflammung, wenn sie nun nach Anlagern neuer geladener Teilchen den Einwirkungen der stillen Entladung ausgesetzt sind.

Ganz gleich, ob nun die beiden beschriebenen

oder irgendwelche anderen denkbaren Vorgänge die Explosion herbeiführen, immer muß die ursprüngliche potentielle elektrische Energie der Staubwolke größer sein als die zur Entzündung der Wolke benötigte Energie.

§ 5. Die zur Selbstentzündung notwendige elektrische Aufladung der Staubteilchen.

Die Einsetzung der Werte (9) und (14) in (15) liefert als notwendige Bedingung für die Selbstentzündung einer elektrisch geladenen Staubwolke:

$$\left.\begin{aligned} \frac{16\cdot\pi^2}{15}\cdot k^2\cdot R^5 &\geqq \frac{4\cdot\pi}{3}\cdot R^3\cdot a\cdot Q, \\ \frac{4\pi}{15}\cdot k^2\cdot R^2 &\geqq \frac{1}{3}\cdot a\cdot Q. \end{aligned}\right\} \quad (16)$$

Führt man den elektrostatischen Druck der Staubwolke P nach (12) ein, so erhält man

$$P \geqq \frac{1}{3}\cdot a\cdot Q. \quad (17)$$

Da Q lediglich durch die thermischen Konstanten des Staub-Luftgemisches bestimmt wird, ist der zur Selbstentzündung führende elektrostatische Druck unabhängig von der Größe der Staubwolke. So lange die Staubkonzentration so gering ist, daß die Wärmekapazität des Staubes klein ist gegen die der Luft — also bei Zuckerstaub etwa bis zur Konzentration 20 g/m³ —, können wir P sogar als eine Konstante ansehen.

Die geringste für die Selbstentzündung erforderliche räumliche Ladungsdichte der Staubwolke ist nach (12) und (17)

$$k = \frac{1}{R}\cdot\sqrt{\frac{15}{4\pi}\cdot P} = \frac{1}{R}\cdot\sqrt{\frac{5}{4\pi}\cdot a\cdot Q}. \quad (18)$$

Da P nahezu konstant, ergibt sich aus Gleichung (18), daß die Aufladung pro cm³ desto geringer zu sein braucht, je größer der Radius der Staubwolke ist. Dies führt zu der wichtigen Folgerung für die Praxis, daß man den Durchmesser der stauberfüllten Räume möglichst klein nehmen soll.

Bezeichnen wir mit

$$K \text{ die Ladung pro Gramm Staub}, \quad (19)$$

so ist, da nach (13)

p = Staubkonzentration in g/cm³

und

k = Ladung pro cm³,

$$k = p\cdot K \quad (20)$$

oder, unter Benutzung des k-Wertes nach (18),

$$K = \frac{1}{R\cdot p}\cdot\sqrt{\frac{5}{4\pi}\cdot a\cdot Q}, \quad (21)$$

d. h. je größer die Staubkonzentration p ist, eine um so geringere Ladung pro Gramm genügt, um eine Selbstentzündung auszulösen. Also ist es auch zur Verhinderung elektrischer Staubexplosionen in der Praxis geboten, die Staubkonzentration möglichst gering zu halten.

Dagegen gibt es bei der elektrischen Entstehung einer Staubexplosion keine untere oder obere Sicherheitsgrenze in der Konzentration des Staubes, wie es bei der thermischen Ausbreitung der Staubexplosionen der Fall ist. Bei sehr geringen Staubkonzentrationen ist allerdings eine sehr hohe Aufladung pro Gramm erforderlich, die praktisch schwer zu erzielen ist; bei sehr hohen Staubkonzentrationen, die oberhalb der oberen Explosionsgrenze liegen und die unmittelbar in der Zerkleinerungsmaschine vorkommen können, ist die Explosionsgefahr hingegen besonders groß; denn obwohl hierfür in Formel (21) auch Q proportional p wächst, ist die erforderliche Ladung pro Gramm desto geringer, je größer p wird.

Nach den entwickelten Formeln ist nur eine bestimmte Ladung pro Gramm für die Explosion erforderlich; der Teilchenradius ist belanglos. Aber diese Unabhängigkeit der Explosion vom Teilchenradius ist nur scheinbar; denn je kleiner die Teilchen, desto größer ist das Verhältnis

Oberfläche : Masse

und desto stärker können sie sich infolgedessen durch Reibung aufladen. Zur Verhinderung einer starken Aufladung pro Gramm ist also für die Praxis geboten, nach Möglichkeit die Bildung von feinstem Staub zu vermeiden.

§ 6. Zahlenwerte für die Aufladung pro Gramm.

Wir müssen uns nun Rechenschaft geben, wie groß die zur Selbstentzündung der Staubwolke notwendige Aufladung pro Gramm und wie groß die Ladung pro Molekül ist.

Würden wir hierfür zu große und mit der Erfahrung in Widerspruch stehende Werte erhalten, so wäre die ganze Theorie praktisch bedeutungslos.

Wir setzen in (21) den Wert für Q aus (13) ein und erhalten für die Aufladung pro Gramm Staub:

$$K = \frac{1}{p\cdot R}\cdot\sqrt{\frac{5\cdot a\cdot \Delta T}{4\pi}}\cdot(s_1\cdot c_1 + p\cdot c_2).$$

Setzen wir hierin die im ersten Teil der Arbeit begründeten Zahlenwerte für Zuckerstaub–Luftgemisch ein, so wird:

$$K = \frac{10^3}{p\cdot R}\cdot\sqrt{1{,}42 + 2340\cdot p}\cdot\frac{\text{cm}^3\,\text{g}^{1/2}\,\text{sec}^{-1}}{\text{g}}. \quad (22)$$

Für geringe Staubkonzentrationen, etwa bis zur unteren Explosionsgrenze 22 g/m³, also für $p = 2{,}2 \cdot 10^{-5}$ g/cm³, ist das von p herrührende Zusatzglied belanglos und Formel (22) vereinfacht sich zu:

$$K = \frac{1200}{p \cdot R} \cdot \frac{\text{el. stat. Einh.}}{\text{g}}. \qquad (23)$$

Die folgende Tabelle gibt Zahlenwerte für die Aufladung, wie sie nötig ist zur Selbstentzündung einer Zuckerstaubwolke von 10 bzw. 100 cm Radius — solche Wolken können sehr wohl in Zerkleinerungsmaschinen und Entstaubungsanlagen vorkommen — und für die Konzentration

$$p = 1; \quad 22; \quad 255; \quad 7000 \cdot 10^{-6} \text{ g/cm}^3.$$

Es wurden gerade diese Konzentrationen gewählt, weil 1 g/m³ etwa die Staubkonzentration in einem unsichtigen Raum, 22 g/m³ die untere, 7 kg/m³ die obere Explosionsgrenze und 255 g/m³ die Staubkonzentration ist, bei welcher der Sauerstoff der Luft gerade zur vollständigen Verbrennung des Zuckerstaubes ausreicht.

Staubkonzentration in 10^{-6} g/cm³	Aufladung in el. stat. Einh. je g Staub bei einem Radius der Wolke von R = 100 cm	und r = 10 cm
1	$1{,}2 \cdot 10^7$	$1{,}2 \cdot 10^8$
22	$5{,}5 \cdot 10^5$	$5{,}5 \cdot 10^6$
255	$5{,}6 \cdot 10^4$	$5{,}6 \cdot 10^5$
7000	$6{,}0 \cdot 10^3$	$6{,}0 \cdot 10^4$

Fig. 3.

Um nachzuprüfen, ob derartige Aufladungen praktisch vorkommen, stellte ich gemeinsam mit Dr. Beyersdorfer den folgenden Versuch an (Fig. 3):

Ein Sauerstoffstrom wurde aus einer Sauerstoffbombe durch den Hals einer verkehrt aufgestellten tubulierten Flasche F geleitet, die zur Hälfte mit Zuckerstaub gefüllt war, der einer Entstaubungsanlage entnommen war. Der Sauerstoffstrom trat aus zwölf sehr feinen Öffnungen in die Flasche ein, mußte eine ungefähr 10 cm hohe Zuckerstaubschicht passieren und strömte nun — beladen mit feinstem Zuckerstaub — durch das wagerechte schwenkbare Glasrohr G und die daran angeschlossene 20 mm lange Kupferkapillare R aus. Dieser feine, durch Reibung stark elektrisch geladene Zuckerstaubstrahl wurde nun auf eine Auffangvorrichtung gelenkt, die zur Messung der Ladung mit einem Elektrometer mit parallel geschalteter Kapazität von 200 cm verbunden war. Es konnte also sowohl die Ladung als auch das Gewicht der überführten Staubmenge gemessen und die Ladung pro Gramm bestimmt werden. Zur Erhöhung der Wägegenauigkeit wurde das Elektrometer 10mal hintereinander durch den Staubstrom bis etwa 50 Volt aufgeladen, der Staubstrom unterbrochen, das Glasrohr zur Seite geschwenkt, das Elektrometer abgelesen, entladen und der Versuch wiederholt. Bei zehn derartigen Aufladungen wurden insgesamt 470 Volt erreicht, also 314 elektrostatische Einheiten der Ladung überführt; die hierbei abgeschiedene Staubmenge war 3,7 mg; die Ladung pro Gramm also $8{,}4 \cdot 10^4$.

Dieser Versuch zeigt, daß Aufladungen, wie sie nach der Tabelle zur Selbstentzündung erforderlich sind, praktisch vorkommen.

Sobald an irgendeiner Stelle einer Zuckerstaubwolke eine derartige Aufladung vorhanden ist, kann dort durch elektrische Selbstentzündung die erste Teilexplosion einsetzen; es ist dann nur noch notwendig, daß die Konzentration der benachbarten Teile der Wolke in den Explosionsgrenzen liegt, und die Explosion breitet sich weiter aus; sobald der erste Explosionsstoß aber stark genug ist, dann wird überall genug ruhender Staub aufgewirbelt und die Staubexplosion kann weiter fortschreiten und verheerende Ausmaße annehmen.

Es ist nun für die Anschauung von Interesse, die Ladung pro Staubteilchen und pro Zuckermolekül zu berechnen. Wir wollen dabei eine Aufladung von $8{,}4 \cdot 10^4$ el. stat. Einh. pro Gramm zugrunde legen, wie sie praktisch gemessen wurde.

Da das Molekulargewicht des Zuckers 342 ist, so ist die Masse eines Zuckermoleküls — die Masse des Wasserstoffatoms zu $1{,}66 \cdot 10^{-24}$ g gesetzt — $342 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24}$ g $= 5{,}68 \cdot 10^{-22}$ g.

Auf ein Zuckermolekül kommen also

$$8{,}4 \cdot 10^4 \cdot 5{,}68 \cdot 10^{-22} = 4{,}77 \cdot 10^{-17} \text{ el. stat. Einh.}$$

der Ladung. Da ein Elektron, die kleinste für

sich bestehende elektrische Ladung, eine Größe von $4{,}77 \cdot 10^{-10}$ el. stat. Einh. hat, so kommt auf je 10000000 Zuckermoleküle 1 geladenes Molekül.

Bei einem Radius der Zuckerteilchen von 10^{-5} cm ist das Gewicht eines Teilchens vom spez. Gewicht 1,6:

$$\frac{4 \cdot \pi}{3} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-15} = 6{,}7 \cdot 10^{-15}\ \mathrm{g}.$$

Da ein Zuckermolekül $5{,}68 \cdot 10^{-22}$ g wiegt, besteht also jedes Teilchen aus

$$6{,}7 \cdot 10^{-15} : 5{,}68 \cdot 10^{-22} = 1{,}18 \cdot 10^{-17},$$

also rund 12 Millionen Zuckermolekülen. Es kommt also unter Benutzung des soeben erhaltenen Resultates auf jedes dieser Teilchen eine Ladung von 1 bis 2 Elektronen. Haben die Staubteilchen noch kleinere Radien, z. B. 10^{-6} cm, so brauchte, da ein solches Teilchen aus 1,8·10 Molekülen besteht, nur jedes 850. Teilchen geladen zu sein.

Jeder, der Staubteilchen oder Nebeltröpfchen im Ultramikroskop beobachtet hat, weiß, daß solche Aufladungen, die man durch Anlegen eines elektrischen Feldes sichtbar machen und messen kann, häufig sind. Eine derartige Aufladung genügt aber, um bei einer genügend hohen Staubkonzentration, wie sie in einer Zerkleinerungsmaschine erreicht werden kann, durch elektrische Selbstentzündung eine gefährliche Staubexplosion hervorzurufen.

§ 7. Begünstigung der Ausbreitung von Staubexplosionen durch die elektrische Ladung der Staubteilchen.

Es ist leicht einzusehen, daß eine elektrische Aufladung des Staubes — als eine neue Energiequelle — die Ausbreitung von Staubexplosionen begünstigt. Eine elementare Staubschicht, die von einer Seite her erwärmt wird, wird in der Erreichung der Entzündungstemperatur unterstützt durch die ihr innewohnende elektrische Energie. Dadurch wird die untere Explosionsgrenze für die Ausbreitung von Staubexplosionen durch die Anwesenheit elektrischer Ladungen heruntergesetzt und die Gefahr erhöht.

Aber auch in anderer Hinsicht ist die Aufladung der Staubteilchen für die Ausbreitung der Explosion förderlich. Das geht aus folgendem Versuch hervor, der von Volta ausgeführt wurde: Entfernen wir zwei isolierte, entgegengesetzt geladene Platten voneinander, so leisten wir damit Arbeit gegen die elektrischen Anziehungskräfte, verkleinern die Kapazität des Kondensators und erhöhen seine elektrische Energie und seine Spannung. Entsprechend müssen wir auch durch Nähern zweier gleichartig geladener Platten oder durch Komprimierung einer Wolke gleichartig geladener Teilchen eine Spannungserhöhung und Anhäufung elektrischer Energie erhalten. Es ist daher möglich, daß die von einer Partialexplosion hervorgerufene Druckwelle in anderen Teilen des Raumes, in denen geladene Teilchen schweben, durch plötzliche Komprimierung der Staubwolke derartige elektrische Energien schafft, daß auch dort eine Entzündung eintritt.

So kann also bei Vorhandensein elektrisch geladener Staubteilchen eine Ausbreitung von Staubexplosionen von einem Raum zum andern stattfinden, ohne daß eine Flamme hindurchzuschlagen braucht.

Zusammenfassung.

1. Es wurde eine Theorie der Ausbreitung von Staubexplosionen gegeben, welche gestattet, die obere und die untere Explosionsgrenze einer Staubart aus ihren thermischen Konstanten zu berechnen, und die mit den experimentell gefundenen Werten befriedigend übereinstimmt.

2. Je kleiner die Wärmequelle, von der die Zündung ausgeht, desto mehr rücken obere und untere Explosionsgrenze zusammen, so daß die thermische Zündung einer Staubwolke durch Funken ausgeschlossen erscheint; dies wird auch durch Experiment bestätigt.

3. Es wurde eine Theorie der elektrischen Staubexplosionen gegeben und die Ladungsdichte berechnet, die zur Selbstentzündung einer kugelförmigen, gleichmäßig geladenen Staubwolke erforderlich ist; derartige Ladungen wurden für Zuckerstaub experimentell gemessen.

4. Durch elektrische Aufladungen wird die Ausbreitung einer Staubexplosion begünstigt.

5. Die Staubexplosionen der Praxis scheinen fast durchweg auf die Selbstentzündung durch Reibung geladener Staubteilchen zurückzuführen zu sein; nachdem die elektrische Zündung erfolgt, kann die entstandene Flamme weitere aufgewirbelte Staubmassen entzünden.

(Institut für Physik der Landwirtschaftlichen Hochschule zu Berlin.)

(Eingegangen am 3. Dezember 1923.)

Originalmitteilungen.

Bestimmung der Längenänderungen zugbelasteter Drähte beim „Biegerollenversuch".

Von H. Sieglerschmidt.

Bericht aus dem Staatlichen Materialprüfungsamt in Lichterfelde.

Im Amt in Vorbereitung begriffene Biegerollenversuche mit Seildrähten und ein kürzlich erschienener Bericht von J. Seigle[1]) über die beim Auf- und Abwickeln zugbelasteter Drähte auf Rollen geringen Durchmessers beobachteten erheblichen Reckungen des Materials, geben Veranlassung, nachstehend die Ergebnisse einer Drahtuntersuchung mitzuteilen, die bereits vor etwa 15 Jahren von W. v. Moellendorff bei der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft in Berlin ausgeführt wurde.

W. v. Moellendorff fand, daß ein beim Ziehen von Drähten zur Messung der Zugkräfte dienendes Dynamometer deshalb unrichtig an-

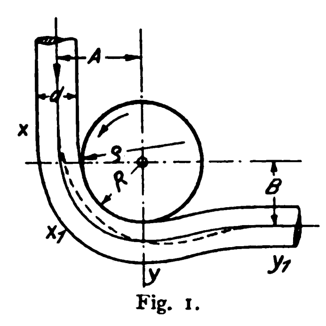


Fig. 1.

zeigte, weil der über drei Rollen nach dem Dynamometer hin abgeleitete Draht bereits bei verhältnismäßig geringen Zugbelastungen stark dehnte und das Dynamometer entlastete.

Der Grund für diese zunächst etwas überraschende Erscheinung wurde darin gefunden, daß der Draht bei der Biegung um die Rollen geringen Durchmessers und dem Wiedergeraderichten überlastet wurde. Von besonderem Interesse war es, daß die bei der „Biegerollenreckung" auftretenden besonderen Beanspruchungen des Materials bei hohen Spannungen mit bleibenden Verlängerungen des Drahtes verbunden waren, welche die beim Zugversuch ohne Biegung erreichten Bruchdehnungen um ein Vielfaches überschritten.

Es ergaben sich bei mehrfachen Reckungen bleibende Verlängerungen

von Weichkupferdraht bis zu 152%
„ Weicheisendraht „ „ 124%.

[1]) Revue Ind. min. 1923, S. 65—74.

Vor Besprechung der v. Moellendorffschen Versuchsergebnisse soll der mutmaßliche Vorgang der Biegerollenreckung näher erläutert werden.

Wird ein zugbelasteter Draht nach Fig. 1 über eine Rolle geführt, so muß an der Auflaufstelle bei $x - x_1$ ein allmählicher Übergang vom Biegeradius $\varrho = \infty$ auf den Radius $\varrho = R$ stattfinden, ebenso an der Ablaufstelle bei $y - y_1$ ein Übergang von $\varrho = R$ auf $\varrho = \infty$ mit Wendepunkt der Krümmung zwischen y und y_1. Der Abstand A der Achse des Drahtes vom Rollenmittelpunkt ist somit $> R + \frac{d}{2}$, der Abstand B an der Ablaufstelle $< R + \frac{d}{2}$.

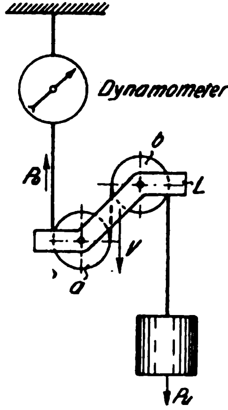


Fig. 2.

Die neutrale Faser fällt hierbei infolge des Hinzutretens der Zugkraft und der ungleichen Spannungsverteilung nach Eintreten bleibender Formänderungen nicht mit der Achse des Drahtes zusammen, sondern erleidet sowohl an der Auflauf- wie auch an der Ablaufstelle eine Verschiebung nach dem gedrückten Teil des Drahtquerschnittes hin. Sie wird etwa den punktiert eingezeichneten Verlauf nehmen.

Dies hat zur Folge, daß die Längenänderung im gezogenen Querschnittsteil größer ist, als im gedrückten, der Draht somit nach Verlassen der Rolle bleibend gedehnt sein muß. Die Reckung erfolgt nacheinander an allen Stellen der untersuchten Drahtlänge. Veranlassung zum Bruch mit oder ohne örtliche Einschnürung liegt also erst dann vor, wenn die Dehnbarkeit des Materials auf der ganzen Drahtlänge hinreichend erschöpft ist.

Die erhebliche Reckung des Materials ist hiernach darauf zurückzuführen, daß Fließkegeldehnung nicht örtlich — wie beim Zugversuch (an der eingeschnürten Stelle) — sondern über



die ganze Drahtlänge stattfindet.[1]) Der Vorgang bei der Biegerollenreckung ist in dieser Hinsicht dem Reckvorgang beim Ziehen vergleichbar.

Fig. 2 zeigt die bei den Versuchen benutzte Versuchseinrichtung. Der Probedraht war an einem an der Decke des Versuchsraumes aufgehängten, zum Ablesen der aufgewendeten Kräfte P_o dienenden Dynamometer befestigt, über zwei an der Leiste L befestigte Rollen a und b vom Durchmesser D geführt, und unten mit dem Gewicht P_u beschwert.

Die Leiste mit den Rollen wurde beim Versuch mit der Geschwindigkeit v abwärts bewegt. Auf dem Draht wurden in gleichen Abständen Marken angebracht, und an ihnen die Dehnungen δ festgestellt; außerdem an den nicht abgerollten Strecken des oberen und unteren Drahtteils die Dehnungen δ_o (oben) und δ_u (unten). Hiermit ergibt sich die zusätzliche Biegerollendehnung, bezogen auf das obere Drahtende zu $\Delta\delta = \delta - \delta_o$.

Untersucht wurde das Verhalten verschiedenen Drahtmaterials und zwar von

[1]) Vgl. hierzu S. 156 des Berichtes von M. Rudeloff über die Ergebnisse von Hin- und Herbiegeproben mit Drähten und Litzen unter Anwendung von Biegedornen bis zu 200 mm Durchmesser: Mitteilungen aus den Kgl. techn. Versuchsanstalten zu Berlin 1897, S. 137—208.

Weichkupferdraht	von	1	qmm Querschnitt
„	„	0,5	„ „
„	„	0,3	„ „
Weicheisendraht	„	1	„ „
hartem Stahldraht	„	0,3	„ „
Phosphorbronzedraht	„	0,3	„ „

wobei die Versuchsbedingungen zur Feststellung etwaiger Gesetzmäßigkeiten in planmäßiger Weise verändert wurden. Festgestellt ist der Einfluß der Größe des Rollendurchmessers D, bzw. des Verhältnisses D/d des Rollen- zum Drahtdurchmesser, des Belastungsgewichtes P_u, der Geschwindigkeit v bei der Abwärtsbewegung der Rollen und der gegenseitigen Stellung der Rollen (Ablenkungswinkel α); näherungsweise auch der Einfluß der Reibung des Drahtes auf den Rollenumfang.

Um einen besseren Vergleich der mit Drähten verschiedenen Querschnittes erreichten Dehnungen zu ermöglichen, sind im folgenden die Kräfte P_o und P_u auf die Einheit des ursprünglichen Querschnittes f bezogen; für P_o und P_u ist also durchweg P_o/f und P_u/f eingeführt. Auf die Berechnung „effektiver" (auf den durch die Dehnung verringerten Querschnitt bezogener) Spannungen ist verzichtet, da das Gesetz der Spannungs- und Dehnungsänderung des Drahtes beim Durchlaufen der Rollen nicht bekannt ist.

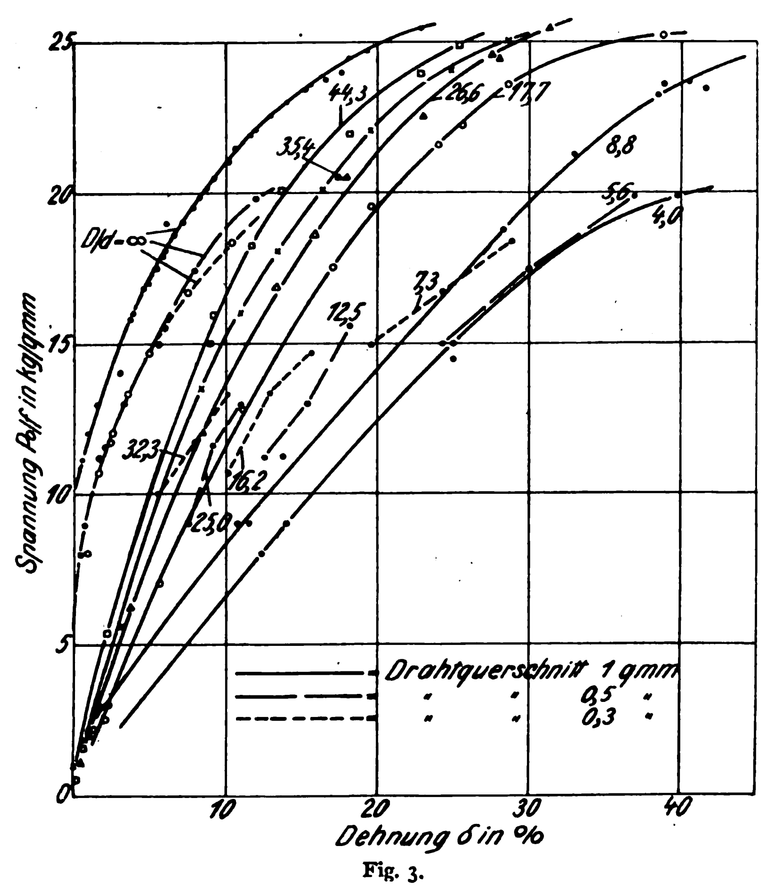


Fig. 3.

Die in den Schaulinien Fig. 3 bis 6 angegebenen Zahlenwerte beziehen sich auf einmalige Reckung des Probedrahtes (einmalige Abwärtsbewegung der Rollen). Der Einfluß mehrmaliger Reckung ist gesondert ermittelt (Fig. 7).

Fig. 3 läßt den Verlauf der bleibenden Dehnung bei Weichkupferdraht erkennen. Die Drähte verschiedenen Querschnitts dehnten sich um so stärker, je kleiner das Verhältnis D/d des Rollen- zum Drahtdurchmesser (angeschriebene Zahlenwerte) war. Bei Beurteilung des Verlaufes der Schaulinien ist der für die rein zugbelasteten Drahtabschnitte gefundene Dehnungsverlauf (Schaulinien $\frac{D}{d} = \infty$ in Fig. 3) in Vergleich zu ziehen.

Die Gesamtdehnung setzt sich aus Biegerollendehnung $\Delta\delta$ und Zugdehnung zusammen. Um den ersteren Einfluß zu sondern, sind in Fig. 3 die den Schaulinien $\frac{D}{d} = \infty$ entsprechenden Dehnungen δ_o von den δ-Werten der Schaulinien $\frac{D}{d} = 4{,}0$ bis $44{,}2$ in Abzug zu bringen.

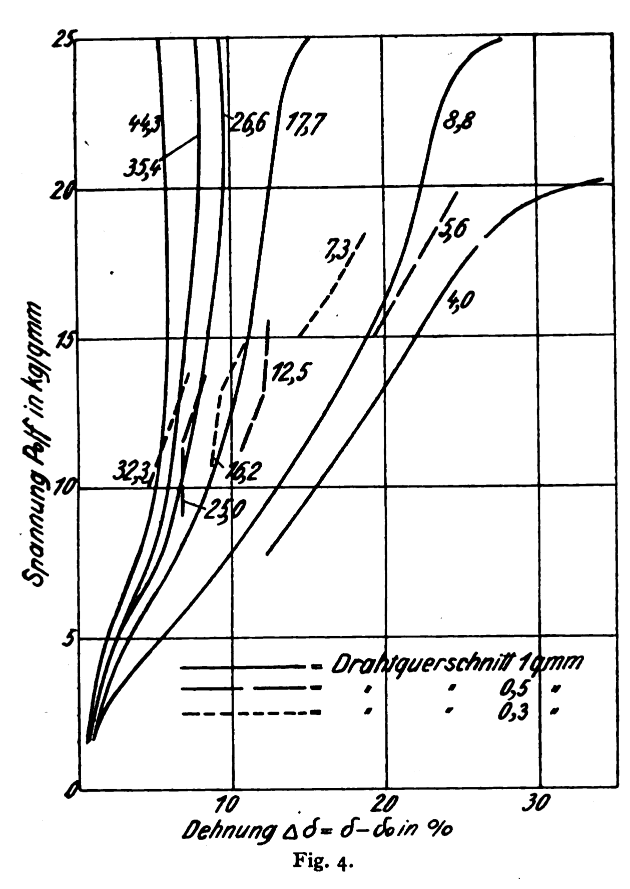


Fig. 4.

Es ergibt sich alsdann die Darstellung in Fig. 4 mit fast senkrechtem Verlauf des oberen Teiles der Schaulinien $\frac{P_o}{f} \perp \Delta\delta$. Die Biegerollendehnung $\Delta\delta$ für Weichkupfer ist hiernach in der Hauptsache durch den Rollendurchmesser bestimmt und für Zugspannungen, welche die Fließgrenze überschreiten, von der Belastung annähernd unabhängig.

Der Dehnungsverlauf $\frac{P_o}{f} \perp \delta$ für Weicheisen 1 qmm, harten Stahldraht 0,3 qmm und Phosphorbronze 0,3 qmm (Fig. 5) spielte sich in einem Bereich ab, in dem die Fließgrenze des rein zugbelasteten Drahtes noch nicht erreicht war ($\Delta\delta = \delta$). Der Verlauf der Schaulinien war innerhalb dieses Bereiches für Weicheisen $\left(\frac{D}{d} \geqq 8{,}8\right)$ und harten Stahl annähernd geradlinig: Biegerollendehnung proportional Zugbelastung. Ähnliches Verhalten zeigten nach Fig. 3 auch die Kupferdrähte bei geringen Zugspannungen P_o/f. Bei Phosphorbronze ist die Schaulinie (Fig. 5) schwach gekrümmt.

Wie weit der Dehnungsverlauf bei geringen Belastungen durch mangelhafte Anlage der Drähte gegen die Rollen beeinflußt ist, geht (mangels fehlender Beobachtungen) aus den vorliegenden Versuchsprotokollen nicht einwandfrei hervor.

Die Dehnungen waren bei Weicheisen und den härteren Materialien Stahl und Phosphorbronze erheblich kleiner als bei Weichkupfer.

Der bei der Biegerollenreckung entstehende Widerstand $\frac{P_o - P_u}{f}$ erreichte für Weichkupfer und Weicheisen bei gleichem Rollendurchmesser und größeren Belastungen — vermutlich so lange P_o und P_u groß genug waren, den Draht, mindestens auf einem Teile des Rollenumfanges, voll zur Anlage zu bringen — annähernd konstante Werte. Angenähert war gemäß der graphischen Darstellung Fig. 6

$$\frac{P_o - P_u}{f} \cdot \frac{D}{d} = \text{Materialkonstante } C. \qquad (1)$$

(Gleichung einer Hyperbel:

$C = 40$ für Weichkupfer

$C = 53$ für Weicheisen.)

Die härteren Materialien Stahl und Phosphorbronze wichen von dieser bereits von W. v. Moellendorff gefundenen Gesetzmäßigkeit ab, indem $\frac{P_o - P_u}{f}$ nicht allein von dem Verhältnis D/d des Rollen- und Drahtdurchmessers abhängig war, sondern auch von der Belastung P_u/f. Wieweit die für die weichen Drähte angenommene satte Anlage gegen die Rollen von harten Drähten nicht erreicht wird, wäre durch weitere Versuche nachzuweisen.

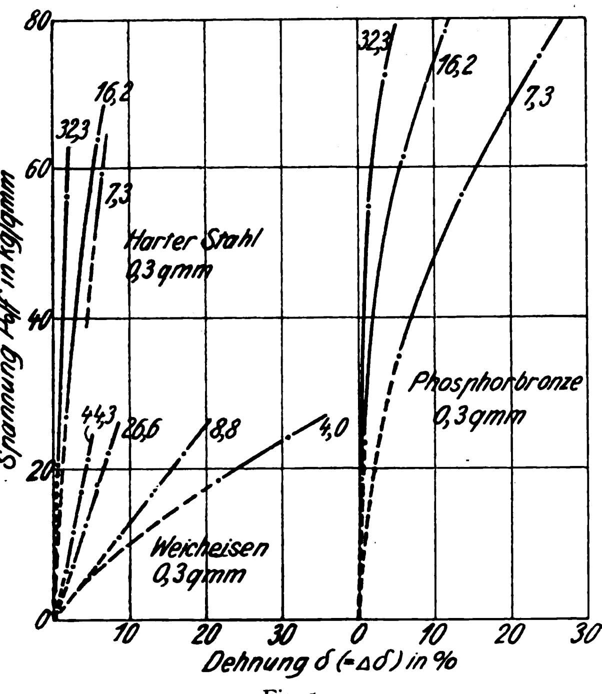


Fig. 5.

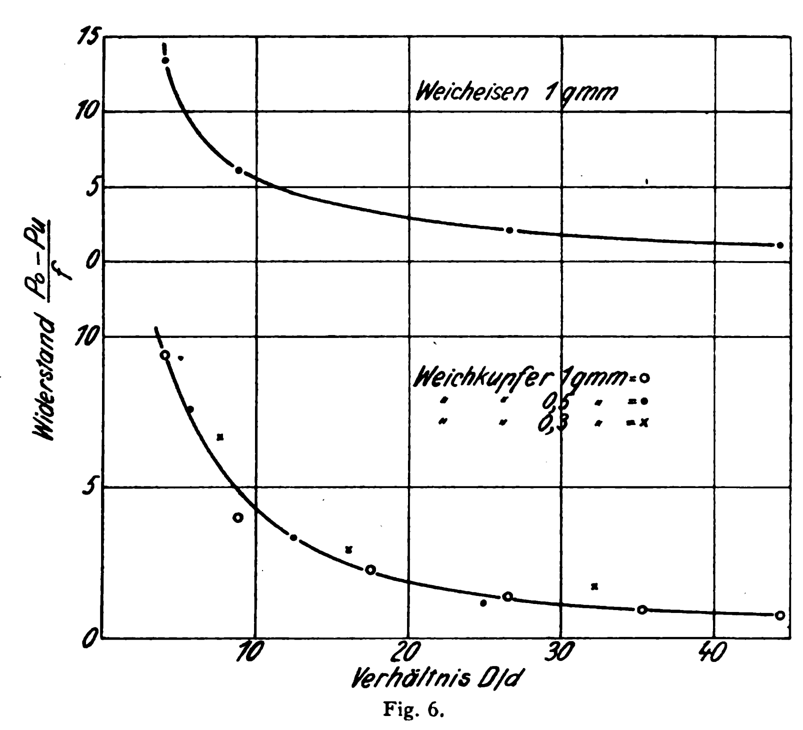


Fig. 6.

Feststellung der Lager verhindert war) ausgeführte Versuche ließen indessen erkennen, innerhalb welcher Grenzen dieser Einfluß sich geltend machte.

Verglichen wurden die bei „festgestellten" Rollen beobachteten Belastungen P_o' mit den bei frei beweglichen Rollen für gleiche Dehnungen gemäß Fig. 3 sich ergebenden Belastungen P_o.

Die Unterschiede $P_o' - P_o$ betrugen für $P_o = 4$ bis 16 kg etwa 2 bis 5 kg.[1]) Bei höheren Belastungen, unter denen Fließen des Materials auf der ganzen Berührungslänge des Drahtes an der losen Rolle stattfindet, ist hiernach der Einfluß der Reibung nicht zu vernachlässigen. Er wird sich in einer Verringerung der Dehnung δ und Erhöhung des Belastungsunterschiedes $P_o - P_u$ bemerkbar machen (Fig. 4).

Mit Drähten von 1 qmm Querschnitt wurden zur Feststellung der Dehnung bei wiederholten Reckungen weitere Versuche ausgeführt, die zu den S. 79 bereits mitgeteilten hohen Bruchdehnungen führten. Der Verlauf der Dehnungszunahmen bei den einzelnen Reckungen geht aus Fig. 7 hervor:

a = Kupferdraht auf Rolle 4,5 mm.
b, c, d = Kupferdraht auf Rolle 10 mm.
e = Eisendraht auf Rolle 4,5 mm.

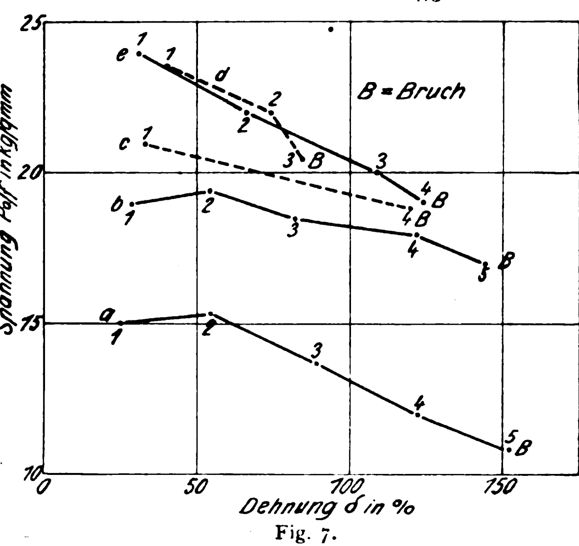


Fig. 7.

Die Untersuchung des Einflusses der Streckgeschwindigkeit v ließ erkennen, daß v innerhalb weiter Grenzen (0,05 bis 0,25 m/sec) ohne erheblichen Einfluß auf die bleibenden Dehnungen des Kupferdrahtes war.

Der Einfluß des Ablenkungswinkels (s. Fig. 2a) machte sich nur für $\alpha = 30$ Grad bemerkbar, indem hier bei dem untersuchten Kupferdraht von 1 qmm Querschnitt (Rolle von 10 mm) anscheinend nicht mehr volles Anliegen gegen den

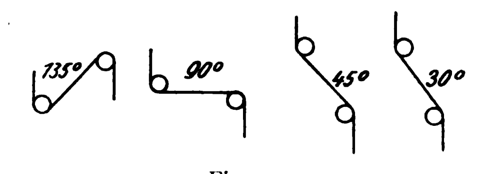


Fig. 2a.

Rollenumfang eintrat. Für $\alpha = 45$ bis zu 180 Grad zeigten die Versuchswerte gute Übereinstimmung.

Bei Beurteilung der Schaulinien Fig. 3—7 ist zu beachten, daß in P_o und den Belastungsunterschieden $P_o - P_u$ auch der Betrag der gleitenden Reibung des sich streckenden Drahts auf dem Rollenumfang und der Widerstand bei der Bewegung der Rollenlager enthalten sind. Letzterer dürfte mit Rücksicht auf die geringe Reibung der Rollenlager zu vernachlässigen sein.

Die gleitende Reibung des sich streckenden Materials auf dem Rollenumfang ist gesondert wohl kaum feststellbar. Mit Kupferdrähten 1 qmm bei „festgestellten" Rollen (deren Drehung durch

[1]) $P_o' - P_o$ entspricht dem Unterschiede der gleitenden Reibungen bei festgestellten und losen Rollen nur näherungsweise, da der Betrag des Widerstandes des Materials bei der Biegung um die Rollen in beiden Fällen nicht gleich sein wird und der Einfluß der wechselnden Lasten P_u nicht bekannt ist.

Mit zunehmenden Belastungen nehmen die Bruchdehnungen δ_B (Punkte B) naturgemäß ab, da die Probe — wie beim einfachen Zugversuch — eher örtlich einschnürte

Die Abnahme der Spannungen P_o/f bei der wiederholten Reckung erklärt sich vermutlich aus der Querschnittsverminderung des Probedrahts. Bemerkenswert ist die anfängliche Zunahme der Spannung in den Schaulinien a und b (zweite Reckung).

Die Untersuchungen W. v. Moellendorffs bezweckten in der Hauptsache die Feststellung der bei erheblicher „Verformung" des Materials auftretenden Gesetzmäßigkeiten. Es kamen daher nur geringe Rollendurchmesser (bis zu 50 mm) zur Anwendung.

Von hohem praktischen Interesse wird es sein, das Verhalten der Drähte auch bei größeren Rollendurchmessern im Dauerbetriebe (oft wiederholte Reckungen) kennen zu lernen. Die im Staatlichen Materialprüfungsamt in Vorbereitung begriffene Untersuchung ist u. a. als Fortsetzung der Versuche W. v. Moellendorffs gedacht und wird sich nicht allein auf Drähte, sondern auch auf fertige Seilkonstruktionen erstrecken. Ihr Zielpunkt ist es, dem Konstrukteur Grundlagen für die zweckmäßige Bemessung von Rollen und Seilscheiben an die Hand zu geben.

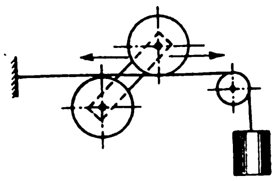


Fig. 8.

Die neue Versuchseinrichtung unterscheidet sich von der obigen (Fig. 2) dadurch, daß der Draht nach Fig. 8 um die Rollen gewickelt ist. Die Hin- und Herbewegung der Rollen erfolgt mit Hilfe eines Wagens, an dem die Achsen der Rollen befestigt sind.[1])

[1]) Eine ähnliche Vorrichtung ist von Vaughan und Epton in Engineering 1908 I, S. 201 beschrieben. Auszug s. Ztschr. des Ver. dtsch. Ing. 1909, S. 2054.

(Eingegangen am 21. Oktober 1923.)

Über die Veränderung von Zustandskurven zwischen beliebigen Grenzkurven nebst Anwendungen auf Wasser, Kohlensäure und Luft.

Von F. Fischer.

(Schluß aus Nr. 2.)

VI. Zeichnerische Darstellung.

14. Die abgeleiteten Beziehungen lassen sich in einem c_p, T-Diagramm zeichnerisch wiedergeben. Wir ziehen uns in demselben, siehe Fig. 4, zwei Isobaren p und $p-dp$, die im Punkt A zusammenlaufen mögen. Punkt A liegt daher im Zustandsgebiet für vollkommene Gase.

Im Überhitzungsgebiet legen wir nun eine Linie gleichen Wärmeinhaltes $J_ü$, welche die beiden Isobaren in den Punkten B und B_1 schneidet. Es gilt dann

$$d J_ü = 0,$$

und Gleichung (12) geht über in

$$c_p \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{J_ü} = \int_{T_ü}^{T_g} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d T \qquad (69)$$

oder unter Benutzung der abgekürzten Schreibweise in

$$c_p d_p T_{J_ü} = dp \int_{T_ü}^{T_g} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d T. \qquad (70)$$

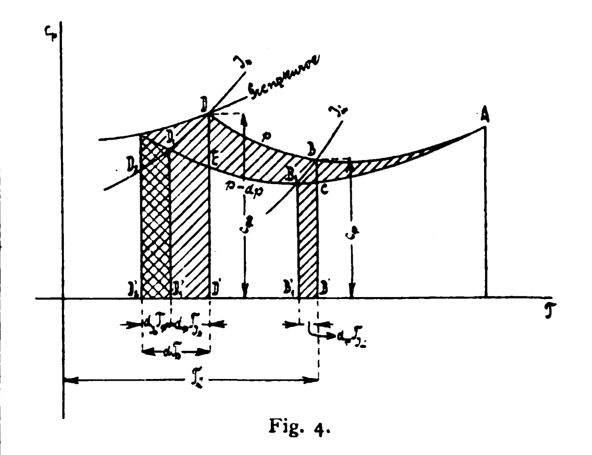


Fig. 4.

Es ist unter Vernachlässigung unendlich kleiner Größen höherer Ordnung, siehe Fig. 4,

$$c_p d_p T_{J_ü} = B_1' B_1 B B'$$

und

$$dp \int_{T_ü}^{T_g} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T d T = A B_1 B.$$

Aus (70) folgt daher:

$$B_1' B_1 B B' = A B_1 B.$$

Diese Flächengleichheit gilt nicht nur für die Betrachtung unendlich schmal gedachter Flächenstreifen, sondern ohne weiteres auch für endliche Druckunterschiede Δp.

Sind also in einem c_p, T-Diagramm die Isobaren bis zu ihrem Zusammenlauf im Gasgebiet festgelegt, so können wir mit Hilfe der obigen Flächengleichheit die Linien gleichen Wärmeinhaltes aus. ihnen ableiten. Wir verwandeln den drei-

eckigen Flächenstreifen ABC durch Planimetrieren in den flächengleichen Rechteckstreifen $B_1'B_1CB'$. Dadurch erhalten wir zwei Punkte B und B_1 der Linie gleichen Wärmeinhaltes.

Die beiden Isobaren schneiden den Ast des trocken gesättigten Dampfes der Grenzkurve in den Punkten D und D_2. In D habe der Wärmeinhalt des trocken gesättigten Dampfes den Wert J_s. Wir legen uns durch D die zugehörige Linie gleichen Wärmeinhaltes, welche die Isobare $p - dp$ im Punkte D_1 schneidet. Es gilt dann, siehe Gleichung (19),

$$c_{p_s} d_p T_{J_s} = dp \int_{T_s}^{T_g} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T dT, \tag{71}$$

und es ist, siehe Fig. 4,

$$c_{p_s} d_p T_{J_s} = D_1'D_1DD',$$

$$dp \int_{T_s}^{T_g} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T dT = AD_1D.$$

Nach Gleichung (71) besteht wieder die Flächengleichheit

$$D_1'D_1DD' = AD_1D.$$

Nun ist ferner, siehe Fig. 4,

$$D_2'D_2D_1D_1' = dJ_s.$$

Diese Flächenbeziehungen gelten ohne weiteres auch für endliche Druckunterschiede.

15. Die versuchsmäßige Bestimmung der spezifischen Wärme c_{p_s} des trocken gesättigten Dampfes ist schwierig. Durch die obigen Flächenbeziehungen ist es möglich, c_{p_s} zeichnerisch zu ermitteln, ohne daß es nötig wird, sämtliche Isobaren durch den Versuch bis an die Grenzkurve festzulegen. Es sei z. B. die Isobare für den Druck p, siehe Fig. 4, bis an den Ast des trocken gesättigten Dampfes geführt. Der Punkt D_2, in welchem die Isobare $p-dp$ diesen trifft, werde gesucht. Wir verwandeln durch Planimetrieren den dreieckigen Flächenstreifen AD_1D in den viereckigen Streifen $D_1'D_1DD'$ und erhalten dadurch den Punkt D_1. Der Punkt D_2 liegt mit großer Annäherung auf der tangentiellen Verlängerung von AD_1. Wir zeichnen nun das Viereck $D_2'D_2D_1D_1'$ von dem gegebenen Flächeninhalt ΔJ_s und bekommen den Punkt D_2 der Grenzkurve, damit auch den Wert der spezifischen Wärme c_{p_s} des trocken gesättigten Dampfes beim Drucke $p - \Delta p$.

Es kann der Fall vorliegen, daß die Isobaren nicht bis ins Gebiet der vollkommenen Gase bestimmt sind. Beispielsweise, siehe Fig. 4, nur bis zu einer Überhitzungstemperatur $T_ü$. Es folgt dann aus dem Dreieck BB_1C:

$$dJ_ü = \left(\frac{\partial J_ü}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial J_ü}{\partial p}\right)_T dp = 0, \tag{72}$$

mithin auch:

$$\left(\frac{\partial J_ü}{\partial p}\right)_T dp = - B_1'B_1CB'$$

und für endliche Druckunterschiede:

$$\int_{p-\Delta p}^{p} \left(\frac{\partial J_ü}{\partial p}\right)_T dp = - B_1'B_1CB',$$

wobei die Integration bei gleichbleibendem T durchzuführen ist. Bei gegebener Zustandsgleichung im Überhitzungsgebiet können wir $\left(\frac{\partial J_ü}{\partial p}\right)_T$ sowie den Wert des Integrals bestimmen. Damit ist uns der Flächenstreifen $B_1'B_1CB'$ gegeben und es wird, siehe Fig. 4,

$$B_1'B_1CB' + CEDB = D_1'D_1ED',$$

woraus sich wieder der Punkt D_1 ermitteln läßt.

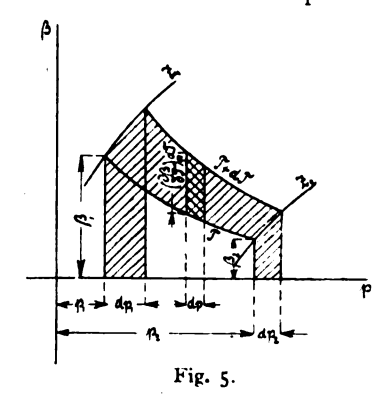


Fig. 5.

VII. Das β, p-Diagramm.

16. Setzen wir

$$\left(\frac{\partial J}{\partial p}\right)_T = - A\left[T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v\right] = A\beta, \tag{73}$$

so können wir Gleichung (9) auch schreiben:

$$dJ = c_p\,dT + A\beta\,dp. \tag{74}$$

Wir betrachten in einem β, p-Diagramm, siehe Fig. 5, die Veränderung einer Isotherme zwischen zwei Zustandskurven Z_1 und Z_2. Es ist

$$J_2 - J_1 = \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial J}{\partial p}\right)_T dp = A\int_{p_1}^{p_2} \beta\,dp, \tag{75}$$

wobei die Integration bei gleichbleibender Temperatur erfolgt. Das Integral stellt uns im β, p-Diagramm der Fig. 5 die Fläche dar, welche gebildet wird von der Isotherme J_1J_2, den Ordinaten β_1 und β_2 sowie von dem Stück $p_2 - p_1$ auf der Abszissenachse.

Durch Übergang von der Isotherme T zur Isotherme $T + dT$ bei gleichzeitiger Änderung

der Integrationsgrenzen nach Z_1 und Z_2 folgt aus Gleichung (75):

$$dJ_2 - dJ_1 = \beta_2 dp_2 - \beta_1 dp_1 + A\,d\,T \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial \beta}{\partial T}\right)_p dp. \quad (76)$$

Die durch (76) gegebene Änderung des Integrals (75) ist in Fig. 5 dargestellt durch die schraffierten Flächenstreifen. Bei Vernachlässigung der unendlich kleinen Größen zweiter Ordnung stellen uns die beiden vertikalen Flächenstreifen die Ausdrücke $\beta_2 dp_2$ und $\beta_1 dp_1$ dar. Das durch doppelte Schraffur hervorgehobene Flächenelement veranschaulicht den Differentialausdruck

$$\left(\frac{\partial \beta}{\partial T}\right)_p d\,T\,dp.$$

Folglich bedeutet

$$\int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial \beta}{\partial p}\right)_T d\,T\,dp$$

den von den Isothermen T und $T + d\,T$ begrenzten Flächenstreifen.

Nun folgt aus dem vollständigen Differential (74)

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = A \left(\frac{\partial \beta}{\partial T}\right)_p \quad (77)$$

und nach (6) in Übereinstimmung mit (73)

$$\left(\frac{\partial \beta}{\partial T}\right)_p = - T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right). \quad (78)$$

Mithin ist nach (77)

$$\left.\begin{aligned} \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial \beta}{\partial T}\right)_p dp &= \frac{1}{A} \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T dp \\ &= \frac{1}{A} \left(c_{p_2} - c_{p_1}\right)_T. \end{aligned}\right\} \quad (79)$$

Der Index T deutet an, daß es sich um den Unterschied der spezifischen Wärmen c_p beim Druck p_2 und p_1 für dieselbe Temperatur T handelt.

Führen wir (79) in Gleichung (76) ein, so geht sie über in

$$d\,J_2 - d\,J_1 = \beta_2\,d\,p_2 - \beta_1\,d\,p_1 + d\,T (c_{p2} - c_{p1})_T. \quad (80)$$

17. Sind die Isothermen im β, p-Diagramm gegeben, so kann man aus ihnen mit Hilfe von Gleichung (79) die spezifische Wärme c_p bestimmen. Ich habe an anderer Stelle die Werte von β für Wasser berechnet.[1]) Zeichnen wir uns z. B. mit diesen Werten die Isothermen für $22{,}5^0$ C und $17{,}5^0$ C im β, p-Diagramm auf, siehe Fig. 6, und suchen wir nun den Wert der spezifischen Wärme c_{p_2} bei 1000 at und 20^0 C, wenn uns die spezifische Wärme für 1 at mit

$$c_{p_1} = 0{,}999$$

gegeben ist.[1])

Der Inhalt des Flächenstreifens $A\,B\,C\,D$, welcher durch die beiden Isothermen, sowie durch die Isobaren für 1 at und 1000 at begrenzt ist, läßt sich mittels Planimetrieren oder mittels Verwandlung in kleine Parallelogramme bestimmen. Wir finden

$$\overline{A\,B\,C\,D} = \Delta\,T \cdot \int_{1}^{1000} \left(\frac{\partial \beta}{\partial T}\right)_p dp = -\,116 \text{ m}.$$

Fig. 6.

Es ist nun

$$\Delta\,T = 22{,}5 - 17{,}5 = 5^0.$$

Mithin wird nach Gleichung (79)

$$-\,116 = 5 \cdot 427\,(c_{p_2} - 0{,}999).$$

Daraus folgt

$$c_{p_2} = \frac{426{,}573 - 23{,}2}{427} = 0{,}945.$$

In gleicher Weise sind die Werte von c_p für Wasser in der untenstehenden Tabelle 7 für Drucke bis 5000 at bei einer Temperatur von 20^0 C berechnet. Oberhalb 5000 at laufen die Isothermen für das Gebiet, wo β eine Funktion von p ist, zusammen, und es wird c_p lediglich eine Funktion von T.

Tabelle 7.

$p =$	1	1000	2000	3000	4000	5000
$c_p =$	0,999	0,945	0,924	0,911	0,901	0,898

18. Ebenso wie aus Gleichung (3) können wir aus Gleichung (76) bzw. (80) beliebige Sonderfälle

[1]) Siehe V. Fischer, Differentialformen der Zustandsgleichung, Ann. d. Phys. **71** (1923), S. 595.

[1]) Siehe Holborn, Scheel, Henning, Wärmetabellen der Physikal.-Techn. Reichsanstalt, Braunschweig 1919, S. 60, Tabelle 37.

ableiten. Beispielsweise ergibt sich die der Gleichung (16) entsprechende Beziehung

$$\int_{p_s}^{p_g} \left(\frac{\partial \beta}{\partial T}\right)_p dp = f(T_s), \tag{81}$$

welche wir wieder auf die Callendarsche Gleichung (25) anwenden wollen. Aus dieser erhalten wir nach (27) und (77)

$$\left(\frac{\partial \beta}{\partial T}\right)_p = n(n+1)\,C\left(\frac{273}{T}\right)^n \cdot \frac{1}{T} \cdot \tag{82}$$

Mit (82) ergibt die Ausführung der Integration bei gleichbleibender Temperatur T_s

$$\int_{p_s}^{p_g} \left(\frac{\partial \beta}{\partial T}\right)_p dp = n(n+1)\,C\left(\frac{273}{T_s}\right)^n \frac{1}{T_s}(p_g - p_s). \tag{83}$$

Für

$$p_g = 0$$

geht Gleichung (83) über in

$$\int_0^{p_s} \left(\frac{\partial \beta}{\partial T}\right)_p dp = n(n+1)\,C\left(\frac{273}{T_s}\right)^n \frac{p_s}{T_s} \cdot \tag{84}$$

Da sich ein Dampf bei gleichbleibender endlicher Temperatur mit abnehmendem Druck dem vollkommenen Gaszustand nähert, so ersehen wir aus Gleichung (84), daß durch die Callendarsche Gleichung (25) die allgemeine Beziehung (81) erfüllt wird.

VIII. Das c_v, T-Diagramm.

19. Wir betrachten im c_v, T-Diagramm, siehe Fig. 7, die Veränderung einer Linie gleichen Raum-

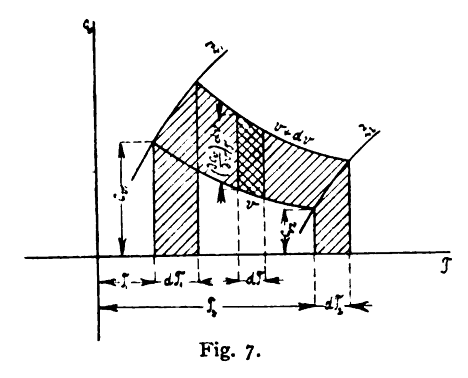


Fig. 7.

inhaltes v zwischen zwei Zustandskurven Z_1 und Z_2 innerhalb eines Gebietes, für das sich keine Änderung des Aggregatzustandes ergibt. Es ist

$$U_2 - U_1 = \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_v dT = \int_{T_1}^{T_2} c_v\, dT, \tag{85}$$

wobei die Integration bei gleichbleibendem Rauminhalt erfolgt.

Durch Übergang von der Linie gleichen Rauminhaltes v zu $v + dv$ bei gleichzeitiger Änderung der Integrationsgrenzen nach Z_1 und Z_2 folgt aus Gleichung (85)

$$\left.\begin{aligned} d U_2 - d U_1 &= c_{v_2}\, d T_2 - c_{v_1}\, d T_1 \\ &\quad + dv \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T dT. \end{aligned}\right\} \tag{86}$$

Aus (86) lassen sich wieder beliebige Sonderfälle ableiten.

20. Wir betrachten nun, siehe Fig. 8, eine Linie gleichen Rauminhaltes $U_2\,U_s$, welche den

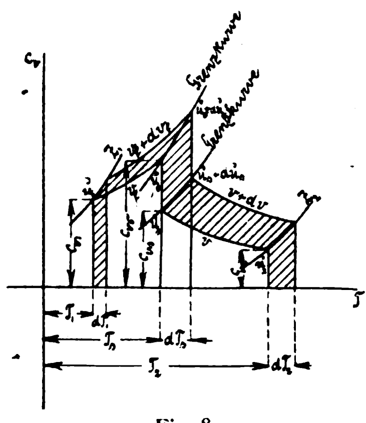


Fig. 8.

Ast des trocken gesättigten Dampfes der Grenzkurve in U_s schneiden möge. Bei Erreichung dieses Punktes findet der Übergang vom Zustand des trocken gesättigten Dampfes in denjenigen der siedenden Flüssigkeit statt. Er ist im c_v, T-Diagramm dargestellt durch die sprunghafte Änderung der spezifischen Wärme c_{vs} in $c_{v\sigma}$ bei gleichbleibender Temperatur T_s und mithin auch bei gleichbleibenden Druck p_s. Während dem Punkte U_s der Rauminhalt des trocken gesättigten Dampfes

$$s = v$$

entspricht, gilt für den Rauminhalt der siedenden Flüssigkeit im Punkte u_σ der von diesem verschiedene Wert

$$\sigma = v_f.$$

Die Linie gleichen Rauminhaltes $u_\sigma u_1$, welche den Flüssigkeitsast der Grenzkurve in u_σ schneidet, entspricht daher einem andern Werte des Rauminhaltes als die Linie $U_2\,U_s$, siehe auch die Darstellung im p, v-Diagramm, Fig. 9.

Es ist nun

$$U_2 - U_1 = \int_{T_1}^{T_s} c_{vf}\, dT + \varrho + \int_{T_s}^{T_2} c_v\, dT. \tag{87}$$

Beachten wir, daß wir

$$dv = ds$$

und

$$dv_f = d\sigma$$

setzen können, so folgt aus Gleichung (87), siehe Fig. 8,

$$\left.\begin{aligned} dU_2 - dU_1 &= c_{v_2}\,dT_2 - c_{v_1}\,dT_1 \\ &+ (c_{v\sigma} - c_{v_s})\,dT_s + d\varrho + d\sigma \int_{T_1}^{T_s} \left(\frac{\partial c_{v_f}}{\partial v}\right)_T dT \\ &+ ds \int_{T_s}^{T_2} \left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T dT. \end{aligned}\right\} \quad (88)$$

Unter Benutzung der allgemeinen Beziehung

$$dU = c_v\,dT + A\left[T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p\right]dv \quad (89)$$

geht (88) über in

$$\left.\begin{aligned} A\left[T_2\left(\frac{\partial p_2}{\partial T}\right)_v - p_2\right]ds - A\left[T_1\left(\frac{\partial p_1}{\partial T}\right)_{v_f} - p_1\right]d\sigma \\ - (c_{v_\sigma} - c_{v_s})\,dT_s - d\varrho = d\sigma \int_{T_1}^{T_s}\left(\frac{\partial c_{v_f}}{\partial v}\right)_T dT \\ + ds\int_{T_s}^{T_2}\left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T dT. \end{aligned}\right\} \quad (90)$$

Für

$$T_1 = T_s = T_2$$

wird

$$p_1 = p_s = p_2,$$

es verschwinden die beiden Integrale in Gleichung (90), und sie geht über in

$$\left.\begin{aligned} c_{v_\sigma} - c_{v_s} = A T_s\left[\left(\frac{\partial p_s}{\partial T}\right)_v \frac{ds}{dT} - \left(\frac{\partial p_s}{\partial T}\right)_{v_f} \frac{d\sigma}{dT}\right] \\ - A p_s \frac{d(s-\sigma)}{dT} - \frac{d\varrho}{dT}. \end{aligned}\right\} \quad (91)$$

Nach einfacher Umformung unter Benutzung der Clapeyron-Clausiusschen Beziehung geht Gleichung (91) über in

$$\left.\begin{aligned} c_{v_\sigma} - c_{v_s} = \frac{r}{s-\sigma}\left[\left(\frac{\partial p_s}{\partial T}\right)_v \frac{ds}{dp} \right. \\ \left. - \left(\frac{\partial p_s}{\partial T}\right)_{v_f} \frac{d\sigma}{dp}\right] + \frac{r}{T_s} - \frac{dr}{dT}. \end{aligned}\right\} \quad (92)$$

Gleichung (92) entspricht mit Bezug auf c_{v_s} der Planckschen Gleichung für c_{p_s}.

21. Es ist

$$J_s + c_\pi(T_2 - T_s) = J_2 \quad (93)$$

und

$$U_s = c_\varphi(T_2 - T_s) = U_2, \quad (94)$$

wobei J_2 und U_2 zwei verschiedenen Zustandspunkten auf der Isothermen für die Temperatur T_2 entsprechen, siehe Fig. 10. Geht die Isotherme durch das Gebiet der vollkommenen Gase, so fällt mit ihr die Linie gleichen Wärmeinhaltes und

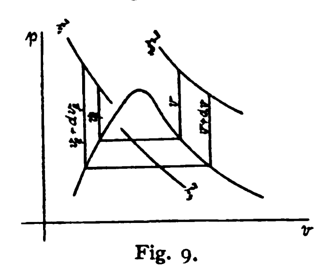


Fig. 9.

gleicher innerer Energie zusammen, so daß wir Gleichung (93) und (94) auch schreiben können.

$$J_s + c_\pi(T_g - T_s) = J_g. \quad (95)$$

$$J_s - Aps + c_\varphi(T_g - T_s) = J_g - Apv. \quad (96)$$

Aus (95) und (96) folgt

$$c_\pi - c_\varphi = \frac{Ap(v-s)}{T_g - T_s} \quad (97)$$

bzw.

$$c_\pi - c_\varphi = A\frac{RT_g - ps}{T_g - T_s}. \quad (98)$$

Ist der Druck p, so niedrig daß bei demselben für den trocken gesättigten Dampf die Gesetze für vollkommene Gase gelten, so geht Gleichung (98) über in

$$c_\pi - c_\varphi = AR. \quad (99)$$

Mithin gilt auch

$$c_\pi - c_\varphi = c_p - c_v = AR. \quad (100)$$

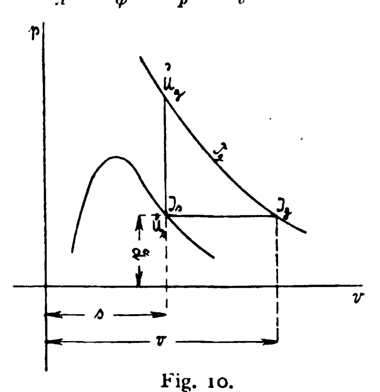


Fig. 10.

Diese Beziehung folgt ebenso aus

$$c_\pi - c_\varphi = \frac{1}{T_2 - T_1}\int_{T_1}^{T_2}(c_p - c_v)\,dT. \quad (101)$$

Für das Gebiet vollkommener Gase geht Gleichung (101) über in (100).

Im Gebiet der vollkommenen Gase ist daher der Unterschied zwischen den mittleren spezifischen Wärmen c_π und c_φ bei beliebigen gleichen Temperaturgrenzen gleich dem Unterschied der wahren spezifischen Wärmen bei gleicher Temperatur.

Für Wasserdampf haben wir z. B., siehe Tabelle 4, bei einem Druck von

$$p = 1{,}0333 \text{ kg/cm}^2$$

sowie zwischen den Temperaturen

$$T_s = 373^0$$

und

$$T_a = 1673^0$$

aus Gleichung (53) die mittlere spezifische Wärme

$$c_\pi = 0{,}5221$$

berechnet. Mit diesen Werten und mit

$$R = 47{,}07$$

folgt aus Gleichung (98):

$$0{,}5221 - c_\varphi = \frac{1}{427} \cdot \frac{47{,}07 \cdot 1673 - 1{,}674 \cdot 10333}{1300}.$$

Dies ergibt

$$c_\varphi = 0{,}5221 - 0{,}111 = 0{,}4111.$$

Auf Grund der van der Waalsschen Gleichung haben wir angenommen, daß für Wasserdampf beim kritischen Druck von 242 at und einer Temperatur von 1400° C die Gesetze für vollkommene Gase noch anwendbar sind. Dem entspricht ein Rauminhalt

$$v = \frac{47{,}07 \cdot 1673}{2242000} = 0{,}0351 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Trocken gesättigter Dampf von diesem Rauminhalt hat nach der Schüleschen Dampftafel einen Sättigungsdruck von ungefähr 60 at.[1]) Wir können daher unter obiger Voraussetzung den Geltungsbereich von Gleichung (98) nur bis 60 at annehmen.

In Tabelle 8 sind die Werte von c_φ unter Benutzung von Tabelle 4 und Gleichung (98) bis zu einem Sättigungsdruck von 50 at berechnet, wobei die Werte von s der Dampftafel von Schüle entnommen sind. Für die niedrigen Drucke, bei welchen Gleichung (99) gilt, ist

$$c_\pi - c_\varphi = A R = \frac{47{,}07}{427} = 0{,}110.$$

Tabelle 8.

$p_s =$	0,00622	0,02	1,0333	20	50
$t_s =$	0°	17,2°	100°	211,5°	262,8°
$c_\pi - c_\varphi =$	0,110	0,110	0,111	0,114	0,119
$c_\varphi =$	0,4062	0,4065	0,4111	0,427	0,441

[1]) Siehe Schüle, Z. d. Ver. d. Ing. **55** (1911), S. 1508.

22\. Wir betrachten nun die Veränderung einer Linie gleichen Rauminhaltes

$$v_f = \sigma$$

zwischen zwei Zustandskurven Z_1 und Z_3, von denen die erstere im Flüssigkeitsgebiet und die letztere im Sättigungsgebiet verläuft, siehe Fig. 9. Es ist dann

$$\bar{u} - u = \int_{T_f}^{T_s} c_{vf}\, d\,T + x\,\varrho\,. \qquad (102)$$

Daraus folgt:

$$\left.\begin{aligned} d\,\bar{u} - d\,u &= c_{v\sigma}\, d\,T_s - c_{vf}\, d\,T_f + d\,\sigma \\ &\int_{T_f}^{T_s} \left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T d\,T + x\,d\varrho + \varrho\,dx\,. \end{aligned}\right\} (103)$$

Nehmen wir an, daß die Kurve Z_1 mit dem Flüssigkeitsast der Grenzkurve und die Kurve Z_2 mit einer Linie gleicher innerer Energie zusammenfällt, so wird

$$d\,u = d\,u_\sigma,$$

$$d\,\bar{u} = 0,$$

$$d\,x = \left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)_{\bar{u}} d\,p$$

und

$$T_f = T_s,$$

$$d\,T_f = d\,T_s.$$

Gleichung (103) geht damit über in

$$\frac{d\,u_\sigma}{d\,p} = -\,x\,\frac{d\,\varrho}{d\,p} - \varrho\left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)_{\bar{u}}. \qquad (104)$$

Gleichung (104) ist analog der Gleichung (56), und es lassen sich aus ihr die gleichen Schlußfolgerungen ziehen wie aus (56).

Ich glaube mit den vorhergehenden Entwicklungen gezeigt zu haben, daß die dargestellten Diagramme wertvolle Dienste zur Aufstellung allgemeiner Beziehungen und ihrer zahlenmäßigen Auswertung zu leisten vermögen.

(Eingegangen am 1. September 1923.)

Grundlagen der technischen Strahlendiagnostik, insbesondere des Eisens.

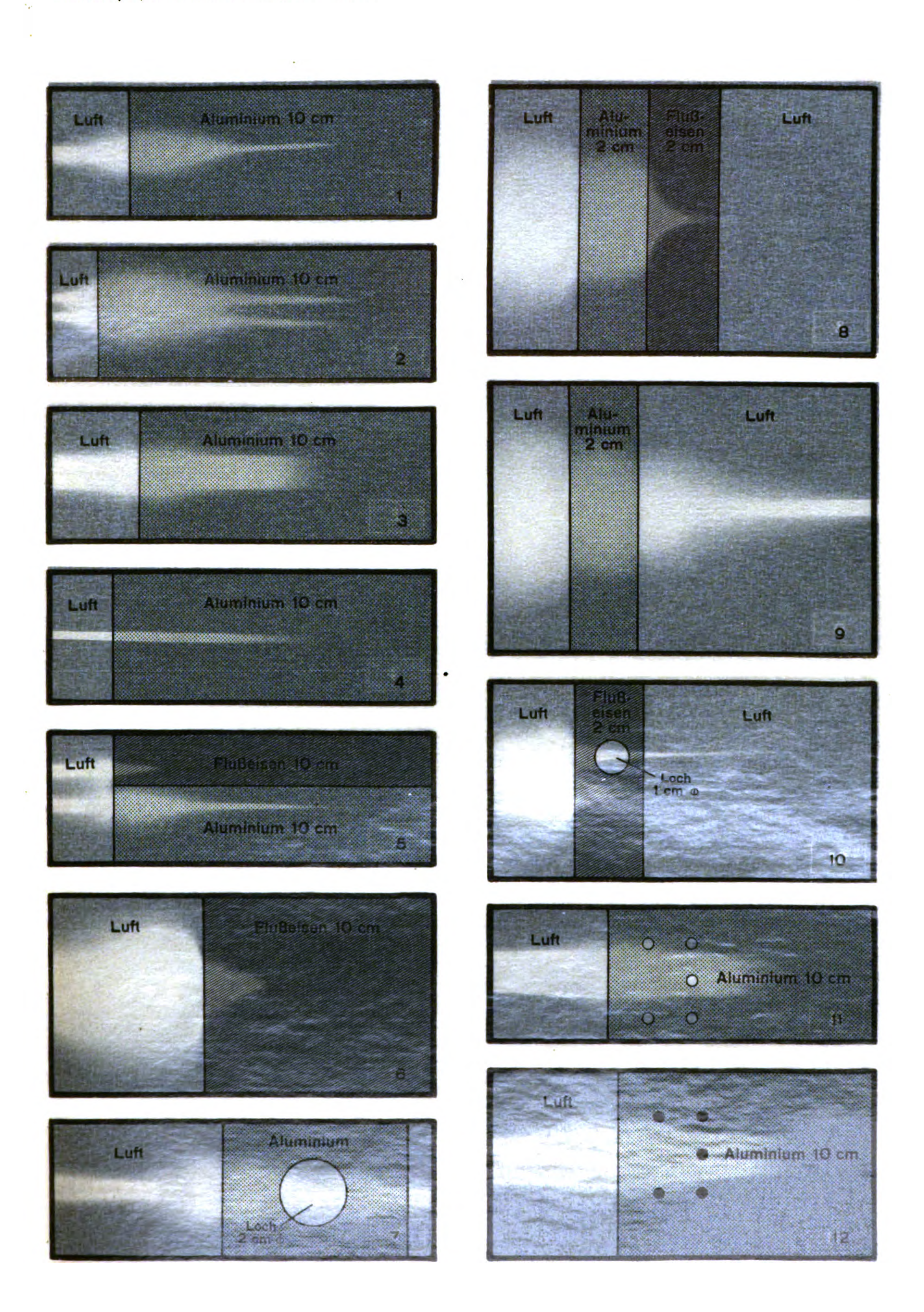
Von K. A. Sterzel.

(Mit zwei Tafeln.)

Abschnitt III.

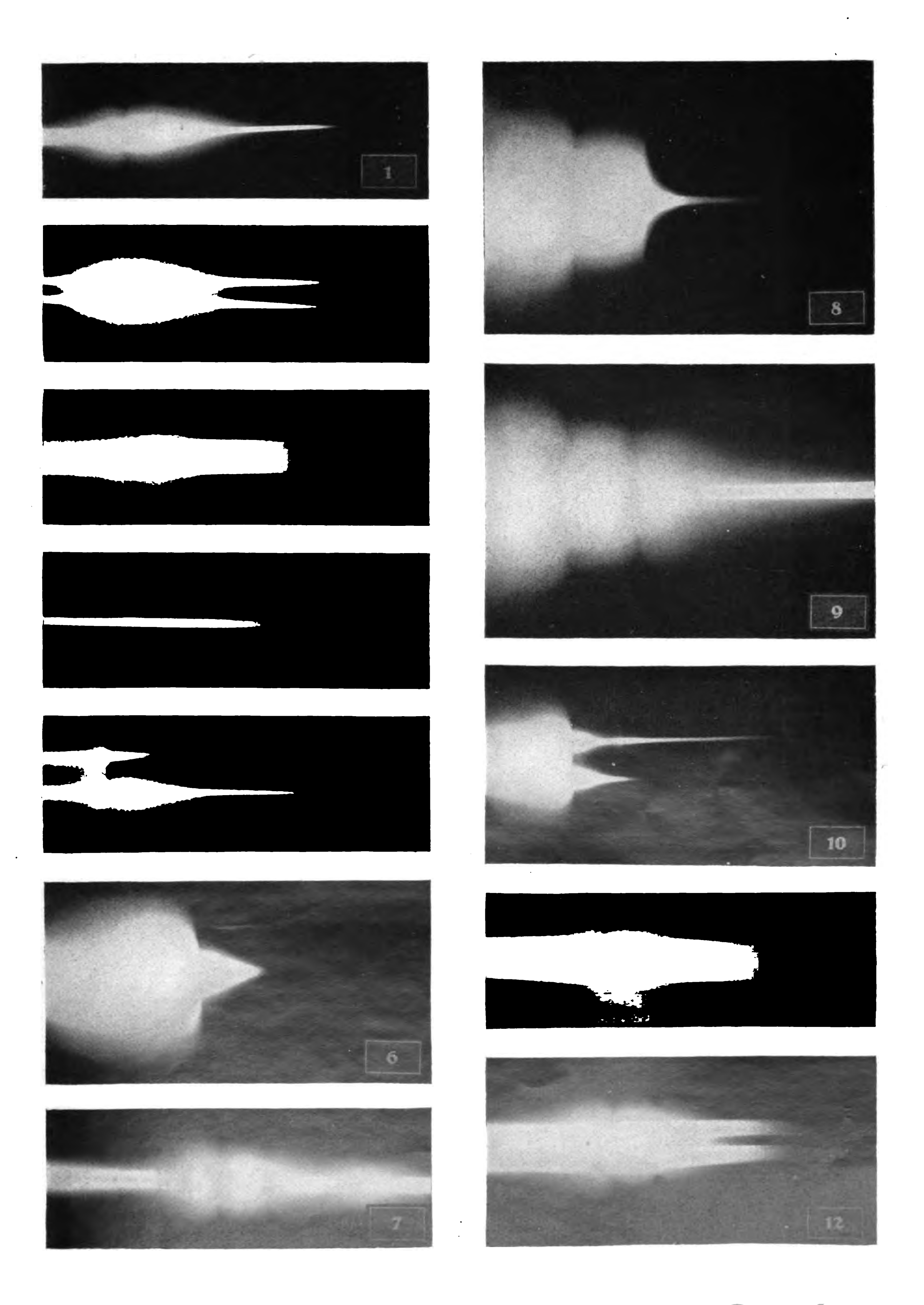
Der hochfrequente Strahl im masseerfüllten Raum und die Streustrahlungskorona.

Im masseerfüllten Raum beschränkt der primäre Röntgenstrahl seine Wirkung keineswegs auf



Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig. **K. A. Sterzel.**





Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig. **K. A. Sterzel.**

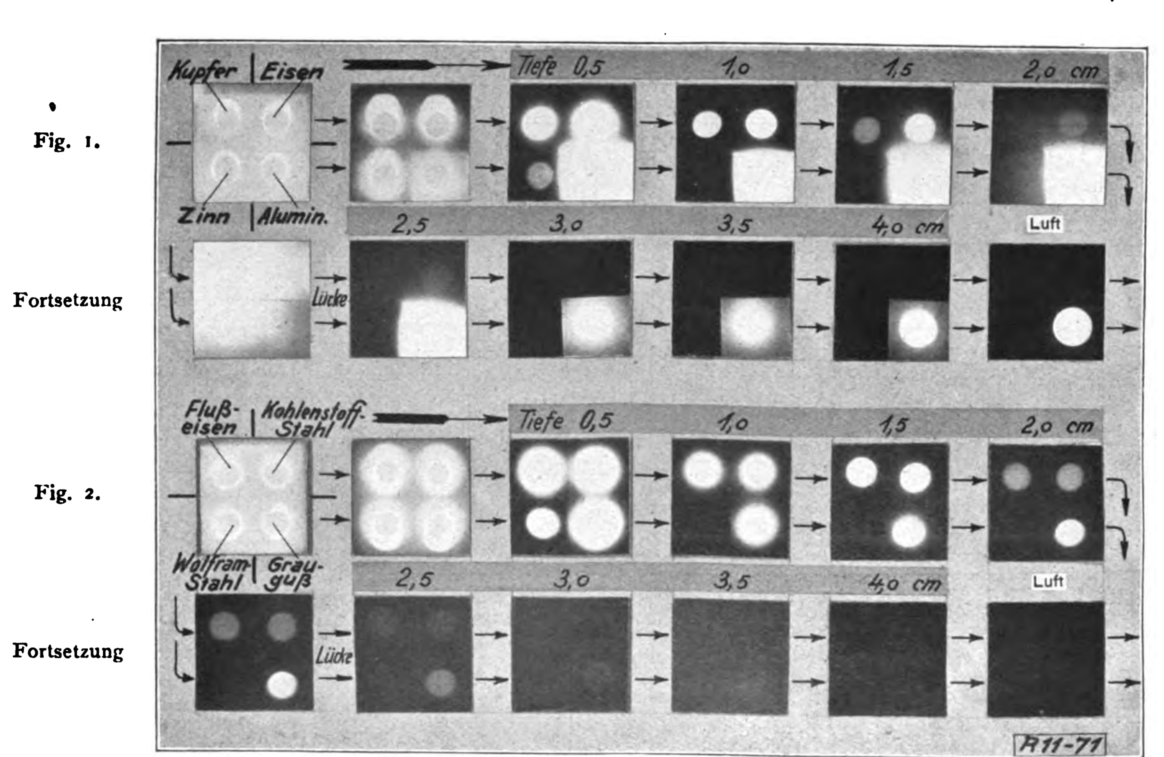


Fig. 1.

Fig. 2.

a b c d e f

1 2 3 4 5 6

R11-72

Fig. 3.

Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig.

K. A. Sterzel.

sein geometrisches Volumen und den Querschnitt, welcher ihm durch Abblendung (Kreis, Spalt) erteilt wurde. Vielmehr strahlen sämtliche von der hochfrequenten Energie betroffenen Atome als Resonatoren nach allen Richtungen sekundäre, tertiäre usf. „gestreute Hochfrequenzenergie“ aus.

Diese ist von angenähert derselben spektralen Zusammensetzung als die erzeugende Primärstrahlung, soweit nicht außerdem bei Unterschreitung der betreffenden Anregungswellenlängen charakteristische Eigenstrahlungen (K-, L- usw. Reihe) ausgelöst werden.

Für Eisen liegt das Intensitätsmaximum der charakteristischen Eigenstrahlungen im Bezirk sehr langer Wellen (K-Grenze: $\lambda_{A\,(Fe)} = 1{,}740$ Å.; K-Reihe: $\beta_2 = 1{,}741$, $\beta_1 = 1{,}753$, $\alpha_1 = 1{,}932$, $\alpha_2 = 1{,}937$ Å.). Im Gebiete der in der technischen Diagnostik gebräuchlichen Strahlungen ist mithin der Resonanzbereich weit unterschritten und die Intensität der Eigenstrahlungen auf ganz niedrige Werte herabgesunken. Da zudem das Durchdringungsvermögen (Reichweite) sehr gering ist, können sie für die weiteren Erörterungen der „gestreuten“ Sekundärstrahlung gegenüber vernachlässigt werden. Dasselbe gilt für die Elektronenstrahlung, welche mit der Aussendung charakteristischer Eigenstrahlungen verbunden ist.

Auch für die Beimischungen der technischen Eisensorten bis etwa Cu ($Z = 29$) liegen die charakteristischen Eigenstrahlungen im Bezirke sehr langer Wellen.

Nur für die hochprozentigen Sonderstähle mit Mo ($\lambda_A = 0{,}618$), W ($\lambda_A = 0{,}178$), U ($\lambda_A = 0{,}107$) ist u. U. bei kurzwelligen Primärstrahlungen mit deren Auftreten zu rechnen.

Für die „gestreute“ Sekundärstrahlung ergeben sich, falls die betroffenen Atome im regelmäßigen Raumgitter angeordnet sind (Kristalle, Kristallite, Faserstruktur), zufolge Interferenz (Anisotropie) bevorzugte Richtungen, aus denen bekanntlich rückwärts auf die Raumgitterstruktur geschlossen werden kann.

Bei stärkeren Gegenständen und größeren Strahlenquerschnitten, wie sie für die technische Strahlendiagnostik hauptsächlich in Frage kommen, ergibt sich als Summe aller dieser bevorzugten Richtungen und Interferenzen eine allseitig gerichtete Streuwirkung von komplizierter, azimutaler Intensitätsverteilung.

Das Verhältnis der in allen räumlichen Richtungen „zerstreuten“ Sekundärstrahlungsenergie „S“ zur primären Gesamtstrahlungsenergie E_0 ist der im I. Abschnitt eingeführte Streuungskoeffizient:

$$s = \frac{S}{E_0}.$$

Zufolge der „allseitigen“ Streurichtung wird die Umgebung des primären Strahlenbündels auf eine gewisse Ausdehnung hin „koronaartig“ von sekundärer, tertiärer usw. Strahlungsenergie erfüllt. Die Intensitätsverteilung innerhalb des Koronavolumens ist von der spektralen Zusammensetzung der primären Strahlung, der Art des durchstrahlten Stoffes, seiner räumlichen Begrenzung, der Strahlenöffnung und anderen Faktoren abhängig.

Auch der Energieabfall längs des eigentlichen primären Hauptstrahles wird gegenüber den im Abschnitt II behandelten Gesetzen durch denjenigen Anteil geändert, welcher von außerhalb liegenden, zu sekundärer Strahlung angeregten Atomen in das Volumen des Primärstrahles zurückgeliefert wird.

Zur theoretischen Ermittlung des Betrages der „Streuzusatzstrahlung“ Z liegen zwar für Punkte des Achsenstrahles Ansätze von Glocker und Kaupp (Phys. Zeitschr. **22** [1921], S. 200—209) vor, welche die hauptsächlichsten beeinflussenden Faktoren zu übersehen gestatten. Für die theoretische Vorausberechnung der Strahlungsenergie in irgendeinem Punkt des strahlenerfüllten Raumes ist jedoch mit diesen Ansätzen noch nicht viel gewonnen. Insbesondere ist die Aufgabe für den Fall einer heterogenen Primärstrahlung, der sich je nach ihrem Ursprung verschiedene gefilterte, sekundäre heterogene Streustrahlungen überlagern, ungemein schwierig zu lösen. Von der örtlich verschiedenen spektralen Zusammensetzung der Strahlungen ist aber auch, wie später ausführlich dargelegt werden wird, die Schwärzung der empfindlichen Schicht stark abhängig. Entzieht sich somit schon die „wahre“ Energieverteilung innerhalb des Hauptstrahles und der Streustrahlungskorona der exakten Vorausberechnung, so gilt dies in noch höherem Maße von der Schwärzungsverteilung im Radiogramm.

Angesichts der großen Bedeutung dieser theoretisch schwer faßbaren Erscheinung der Streustrahlung für die Technik der Strahlendiagnostik wurden unter Benutzung besonderer Phantome Strahlenlängs- und -querschnitte hergestellt, welche das Typische des Strahlenganges und der Streustrahlungskorona im Untersuchungsstück klar genug zutage treten lassen.

Die Strahlenlängsschnittaufnahmen wurden in der in Fig. 19 angedeuteten Weise erhalten:

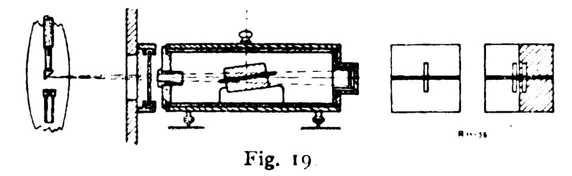


Fig. 19

Der Versuchsblock (5 × 5 cm Querschnitt, 10 cm Länge) wird in eine obere und eine untere Hälfte aufgespalten und mittels eines verstellbaren Ein-

satzböckchens innerhalb eines bleiausgeschlagenen Aufnahmeschutzkästchens so gelagert, daß der Mittelstrahl etwa durch die Mitte der schwach gegen die Horizontalebene geneigten Trennungsfläche geht.

In die Trennungsfuge wird ein in dünner schwarzer Papiertasche befindlicher Röntgenfilm (doppelseitig begossener Agfa-Röntgenfilm 9 × 12 cm) eingelegt. Durch Düsen mit schmalem, senkrechtem Spalt tritt ein axiales Strahlenbündel in das Aufnahmekästchen ein. Auf diese Weise kommt auf der etwas geneigten Filmebene eine gestreckte Strahlenlängsschnittsfigur zustande. Bei einigen Aufnahmen fand auch eine Doppelspaltdüse Anwendung, welche gestattete, zwei Strahlen symmetrisch unter vollkommen gleichen Bedingungen an verschiedenen Stellen in das Untersuchungsstück eindringen zu lassen.

Die in Tafel I mit Nr. 1 bis 12 wiedergegebenen Strahlenlängsschnittsaufnahmen wurden unter den in Tabelle V zusammengestellten Verhältnissen aufgenommen.

Tabelle V.

„Radio - Silex" - Röntgenapparat (Koch & Sterzel A.-G.), Scheitelspannung 140 kV., Grenzwellenlänge $\lambda_0 = 0{,}09$ Å., Lilienfeld - Röntgenröhre 8 mA., Fokus - Filmmitte 35 cm.

Nr.	Bel.-Dauer Min.	Filter cm	Spaltbreite cm	Material
1	5	0	0,1	Al
2	5	0	2 × 0,1	Al
3	1	0	0,8	Al
4	40	1,0 Eisen	0,2	Al
5	10	0	2 × 0,1	Flußeisen/Al
6	30	0	0,1	Flußeisen
7	3	0	0,2	Al mit 2 cm Loch
8	30	0	0,2	Al 2 cm + Flußeisen 2 cm
9	10	0	0,2	Al 2 cm
10	10	0	2 × 0,1	Flußeisen 2 cm mit 1 cm Loch
11	1	0	0,8	Al mit 0,3 cm Löchern
12	1	0	0,8	Al mit Eisenstiften 0,3 cm

Die Aufnahmen gestatten folgende allgemeine Feststellungen:

1. Der Primärstrahl

tritt je nach der Vollkommenheit, mit der seine Abgrenzung durch Düsen und Blenden erfolgt, mehr oder weniger scharf begrenzt im Luftvorfeld auf. Er durchläuft zunächst eine längere Zone auf Überlichtung, innerhalb welcher er teilweise der dem Originalfilm „solarisiert" erscheint, dann eine kürzere Zone der normalen Belichtung, versinkt weiterhin in eine noch kürzere Zone der Unterbelichtung, um endlich im allgemeinen Plattenschleier zu verschwinden.

Der in Richtung des Achsenstrahles von der Vorderseite des Untersuchungsstückes aus gemessene Abstand D_s der Zonen verschiedener Schwärzung hängt zunächst von den in den früheren Abschnitten erörterten Faktoren ab:

Primäre Strahlungsenergie $\widehat{E}_0$,

spektrale Zusammensetzung der Primärstrahlung $\widehat{\lambda}_0$ und

die für den betreffenden Stoff charakteristische relative Strahlenschwächung $r = \frac{\widehat{E}_r}{\widehat{E}_0}$.

Hierzu kommt als Zuwachs die theoretisch früher nicht berücksichtigte örtliche Streuzusatzstrahlungsenergie $\widehat{Z}$.

In erster Linie ist die zu erzielende „radiographische Reichweite" D_{s_0} für die Aufgaben der technischen Strahlendiagnostik von fundamentaler Bedeutung, d. i. diejenige in Richtung des Strahlenganges gemessene Vorschicht des Untersuchungsstoffes, jenseits welcher mit der aufgewendeten Strahlenleistung keine ausreichende Schwärzung mehr hervorgerufen wird. Ist die materielle Stärke D des Untersuchungsstückes größer als diese radiographische Reichweite, so bleibt der Strahl gewissermaßen stecken und kann auf die an der Rückseite angebrachte empfindliche Schicht nicht mehr hinlänglich einwirken. Wie später gezeigt werden wird, liegt das radiographische günstigste Arbeitsgebiet mit ausreichenden Schwärzungen und günstigster Gradation bei den üblichen Röntgenplatten und Filmen in den Grenzen

$$S - s_0 \cong 0{,}1 \text{ bis etwa } 1{,}0,$$

wobei $s_0 \cong 0{,}1$ bis $0{,}3$ dem chemischen Entwicklungsschleier entspricht.

Wird die untere Grenze der Schwärzung nicht erreicht, so gehen die kleineren Kontraste in dem allgemeinen Plattenschleier unter.

Stärkere Schwärzungen anzustreben ist weder ökonomisch noch zweckmäßig, da die Kontrastwirkung abnimmt.

Es folgt also als wichtigste Aufgabe der Aufnahmetechnik, Strahlenqualität und primäre Strahlenleistung der radiographischen Reichweite bzw. der Stärke des Untersuchungsstückes genau anzupassen. Jede gröbliche Unter- oder Überschreitung der genannten Grenzwerte führt zu Fehlaufnahmen.

Zur ungefähren Einstimmung der radiographisch günstigsten Verhältnisse für irgendwelche Strahlungen und Stoffe können Strahlenlängsschnittaufnahmen der beschriebenen Art als praktisches Schnellverfahren bestens dienen.

Wie die Strahlenlängsschnittaufnahmen zeigen, bietet es keine Schwierigkeiten, mit komplexen Strahlungen von der Grenzwellenlänge um $\lambda_0 = 0{,}09$ Å. bei praktisch möglichen Belichtungszeiten Reinaluminiumstücke von 6 bis 10 cm zu durchdringen (Tafel I, 1, 2, 3). Unter den gleichen Verhältnissen kann höchstens etwa der fünfte Teil Flußeisen durchdrungen werden (Tafel I, 5). Will man bei Eisenstärken von mehr als 2 cm über die niedrigste Schwärzung herauskommen, so muß man schon zu erheblich langen Belichtungszeiten greifen (Tafel I, 6) oder kurzwelligere Strahlungen anwenden. Aus Raummangel hier nicht dargestellte Aufnahmeserien bestätigen generell den aus den früheren theoretischen Erörterungen über die charakteristische Strahlenschwächungskurve zu erwartenden Einfluß der Grenzwellenlänge, Intensität und Belichtungsdauer auf die radiographische Reichweite.

Die „radiographisch günstigste Arbeitszone" umfaßt bei den verwendeten Strahlenleistungen in Al etwa 1 bis 1,5 cm, in Fe nur etwa 0,2 bis 0,5 cm. Bei weniger durchdringungsfähigen Strahlungen ist dieser Spielraum noch geringer. Für zielsicheres Arbeiten erweist sich daher gerade bei den dichteren Stoffen der technischen Strahlendiagnostik die systematische Ermittlung von Belichtungstabellen für jede vorkommende Stoffart, Schichtstärke und Strahlung als unerläßlich.

2. Die Streustrahlungskorona.

Schon bei Austritt aus der Blendeneinrichtung im Luftvorfeld zeigt sich der Primärstrahl begleitet von einer „korona"artigen Strahlenhülle. Er verschwindet dann in das meist stark überlichtete Gebiet der zum ankommenden Strahl gegenläufig gerichteten „vorderseitigen" Streustrahlung und wird auch nach seinem Eintritt in den Untersuchungskörper von einer mehr oder weniger ausgedehnten „inneren" Streustrahlungskorona überstrahlt. Erst in tieferen Schichten taucht der Primärstrahl wieder auf, nachdem er gewissermaßen die Korona abgestreift hat. Von hier ab ist er bemerkenswert scharf begrenzt nach Maßgabe seiner Ausblendung und der zentral-perspektivischen Gesetze.

Die Vorderfläche, durch welche der Strahl in den Körper eintritt, markiert sich deutlich in Gestalt einer Einschnürung zwischen dem etwa pilzförmigen Gebilde der „vorderseitigen" Streustrahlung und dem etwa birnenförmigen, nach hinten stark verjüngten, asymptotisch in den Primärstrahl einlaufenden Gebilde der „inneren" Streustrahlung.

Zwischen Al (Tafel I, 1) und Fe (Tafel I, 6) zeigen sich hierbei wesentliche Unterschiede, insofern der Umfang und die Tiefenerstreckung der inneren Streustrahlungskorona bei Fe weit geringer ist als beim Al, wo sie im Inneren fast ebenso ausgebreitet erscheint als im Luftvorfeld (Tafel I, 9).

Die Ursache dieser Erscheinung liegt in dem Verhältnis des Streuungs- zum Absorptionskoeffizienten s/μ, dessen Betrag bei Al wesentlich größer ist als bei Fe. Die übrigen Stoffe lassen sich nach diesem charakteristischen Verhältnis in eine durch die beiden Typen angedeutete Reihe einordnen. Durch den Größenunterschied zwischen der „vorderseitigen" und der „inneren" Korona markiert sich die erwähnte Einschnürung beim Eisen äußerst scharf (Tafel I, 6).

Bei mehreren benachbarten Strahlenbündeln überlagern sich die Streustrahlungskoronen zu einem Gebilde unter Summation des Schwärzungseffektes (Tafel I, 2). Die gleiche Summation tritt bei Vergrößerung der Strahlenöffnung auf (Tafel I, 3). Bei größeren Strahlenöffnungen und reichlicher Strahlenleistung, insbesondere bei weniger dichten Stoffen wird das Untersuchungsstück auf weite Strecken von der inneren Streustrahlung erfüllt.

Die Tiefe, in welcher der Primärstrahl in seiner ursprünglichen Begrenzung aus der Überlichtungszonne der inneren Streustrahlungskorona wieder auftaucht, sei als „Überstrahlungsbereich" bezeichnet. Dieser zeigt sich, ähnlich wie die radiographische Reichweite des Primärstrahles, als stark abhängig von der Strahlenqualität und -leistung. Er ist für Al erheblich größer als für Fe. Die Streustrahlungskorona selbst reicht stets noch etwas weiter als der Überstrahlungsbereich. Indem man den Überstrahlungsbereich in einem Vorfilter von entsprechender Stärke, z. B. einer Eisenplatte von 1 cm vorwegnimmt, ist man in der Lage, von vornherein mit nahezu „koronafreien" Strahlungen zu arbeiten (Tafel I, 4).

Inwieweit die für das kurzwellige Spektralgebiet nach früheren Darlegungen anzunehmende starke Verminderung der Streuungskoeffizienten s hierin eine Stütze findet, müßten genauere Untersuchungen entscheiden. Für Stoffe des Fe-Typs bildet eine, wenn auch geringe Vorschicht ein genügendes „inneres" Vorfilter. Die Verhältnisse liegen hier in projektivischer Hinsicht, zufolge der zurücktretenden Streuerscheinungen, günstiger als beim Al-Typ. Demgegenüber erfordert bei stärkeren Gegenständen der Eisengruppe eine bedeutende Strahlenschwächung die Anwendung äußerster Strahlenleistungen und bester Aufnahmetechnik.

Bei reichlicher Strahlenleistung und begrenzter Plattenstärke dringt vielfach nicht nur der Primärstrahl in das Luftnachfeld durch, sondern auch ein Teil der Korona als „rückseitige" Streustrahlung (Tafel I, 9). Die Austrittsstelle des Primärstrahles markiert sich ähnlich der Eintrittsstelle als Einschnürung der Korona. Auch das rückseitige Streustrahlungsgebilde verjüngt sich und läuft im Luftnachfeld asymptotisch in die den Primärstrahl als schwache Hülle umgebende „Luftstreustrahlungs-

korona" ein. In gewissem Abstand von der Rückfläche erscheint auch der Primärstrahl wieder scharf begrenzt und läuft nach Maßgabe des Entfernungsgesetzes durch Luftabsorption und -streuung nur wenig geschwächt weiter.

Folgt auf eine Platte aus weniger dichtem Material (Al) unmittelbar eine zweite aus dichtem Material (Fe) (Tafel I, 8), so wird die rückwärts der ersten Platte austretende Streustrahlungskorona mit stark hyperbolischem Umriß abgedrosselt.

Nach der früher entwickelten Theorie ist bei hintereinander geschalteten Platten die Reihenfolge der verschiedenen Stoffe hinsichtlich der Schwächung des Primärstrahles belanglos. Dies gilt in der Tat auch für den Primärstrahl als solchen. Der Unterschied in der Form und Ausdehnung der Streustrahlungskorona ist jedoch, wie die erwähnten Abbildungen zeigen, ganz erheblich.

Durchdringt der Strahl innerhalb des Versuchskörpers einen Hohlraum (Al-Block mit zylindrischer Bohrung von 2 cm Durchm.), so erfährt die innere Korona eine taillenartige Einschnürung und der Hohlraum ist von diffuser Strahlung erfüllt. An der Ein- und Austrittsstelle im Hohlraum tritt eine gegenläufige „Wandstreustrahlung" auf, deren Wirkung sich überlagert (Tafel I, 7).

In ähnlicher Weise zeigt das in Tafel I, 10 wiedergegebene Beispiel einer Flußeisenplatte (Stärke 2 cm mit Bohrung 1 cm), daß der den Hohlraum durchdringende Strahl *M* im Einklang mit den theoretischen Erörterungen wesentlich weniger geschwächt weiterläuft als der in das volle Material eindringende Strahl *N*.

Auf das Kernproblem der technischen Strahlendiagnostik, die Strahlenprojektion von Einschlüssen, beziehen sich die beiden letzten Aufnahmen.

Tafel I, 11. Senkrecht zur Filmebene sind in dem Al-Block fünf Bohrungen (0.3 cm Durchm.) angebracht, deren „Schatten" sich gnomonartig projizieren. Da der projizierende Strahl nur 0,8 cm breit ist, kennzeichnet sich nur der in der Mittelachse befindliche Lufthohlraum als heller (positiver) Kontraststreifen. Entsprechend der runden Form der Bohrung ist seine Umrißzeichnung nicht besonders scharf.

Tafel I, 12. Die fünf Bohrungen im Al-Block wurden mit Eisenstiften ausgefüllt, so daß die in Fig. 20 verdeutlichte Anordnung entstand. Hierbei wurden die Punkte gleicher Schwärzung durch Niveaulinien verbunden.

Der in der Mittelachse liegende Stift kennzeichnet sich durch einen dunkleren (negativen) Kontraststreifen. Aber auch die vier anderen, vom Primärstrahl nicht direkt betroffenen Stifte werfen diffuse Schatten innerhalb der Streustrahlungskorona. Die Richtungen dieser Schatten divergieren unter verschiedenen Winkeln symmetrisch zur Achse des Primärstrahles, als ob sie von einem ausgedehnten sekundären Projektionszentrum ausgingen, welches im Inneren des Untersuchungsstückes, etwas diesseits der Strahleneintrittsstelle, zu denken wäre. Die schädliche Wirkung der Streustrahlungskorona besteht hiernach darin, daß sich dem streng zentralperspektiven Projektionsbild von Einschlüssen, wie es der Primärstrahl liefert, gewissermaßen ein zweites, scheinbar von einem viel näheren, räumlich ausgedehnten Zentrum ausgehendes sekundäres Projektionsbild überlagert. Dieses ist naturgemäß im Gegensatz zum primären Projektionsbild ganz verschwommen und verzerrt.

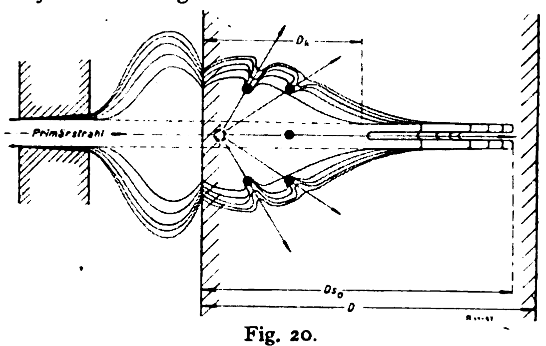


Fig. 20.

Nur für die Punkte in der Achsenrichtung des Primärstrahles fällt die Projektionsrichtung beider Zentren zusammen. Für alle übrigen Punkte tritt die schädliche Doppelprojektion und Überlagerung des verschwommenen sekundären Projektionsbildes tatsächlich ein.

Als Ergänzung zu den vorbeschriebenen Strahlenlängsschnittaufnahmen wurde eine weitere Reihe von Strahlenquerschnittaufnahmen in folgender Weise hergestellt:

An Stelle des Einsatzböckchens trat eine besondere Kassette mit Einsätzen für gleichzeitig vorzunehmende Film-Reihenaufnahmen. Die Einsätze wurden aus Platten von 0,5 cm Stärke so zusammengefügt, daß sie vier Quadranten aus verschiedenem Material bildeten. Fig. 21.

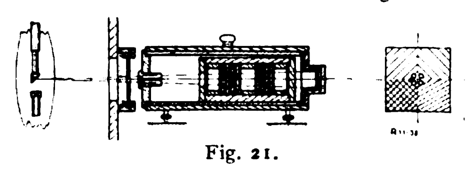


Fig. 21.

Einsatz „*a*" enthielt acht hintereinander gestellte Platten mit den Quadranten:

	Al	Fe	Cu	Sn
Absorptionsfaktor: $\varrho \cdot A$ ca.	37	680	1030	3400

Einsatz „*b*" enthielt ebenso viel Platten von derselben Stärke und den Quadranten:

	Grauguß	C-Stahl	Flußeisen	W-Stahl
Gehalt: ca.	3 % C	0,6 % C	0,06 % C	16 % W
Absorptionsfaktor: $\varrho \cdot A$ ca.	600	679	680	2400 1000

Vor und hinter jedem Materialplättchen befand sich ein Film. Ferner ein solcher 2 cm vor der ersten und hinter der letzten Platte. Zwischen der vierten und fünften Quadrantplatte war überdies eine Luftlücke von 2 cm eingeschaltet.

Dieser Untersuchungskörper mit je zwölf Films wurde unter genau gleichen Verhältnissen durch eine Vierlochdüse bestrahlt, welche gestattete, durch jeden Quadranten einen unter gleichem Winkel gegen die Mittelachse des Systems divergierenden Strahl von kreisrundem Querschnitt zu senden. Als Strahlenquelle diente wieder eine Lilienfeldröhre am „Radio-Silex"-Röntgenapparat (Scheitelspannung 140 kV., $\lambda_0 = 0{,}09$ Å., Strombelastung 8 mA., Fokus-Objektmitte 35 cm, Belichtungsdauer 20 Min., Agfa-Röntgenfilms, einfach begossen).

Die in Tafel II, 1, 2 wiedergegebenen Strahlenquerschnittaufnahmen lassen in Bestätigung der bei den Strahlenlängsschnitten erwähnten Erscheinungen und der theoretischen Erörterungen folgende weitere Eigentümlichkeiten in dem Verhalten des Röntgenstrahles beim Eindringen in tiefere Materialschichten erkennen:

1. Die untersuchten Stoffe ordnen sich, wie zu erwarten, nach Maßgabe ihrer Absorptionsfaktoren. Auch Stoffe von geringem Unterschied, wie z. B. Grauguß gegen Flußeisen, können mit der verwendeten Strahlung skiagraphisch unterschieden werden. W-Stahl ist unter den verschiedenen Eisensorten sicher zu erkennen. Wird der Unterschied der Absorptionsfaktoren zu klein, etwa unter 10% (Flußeisen gegen C-Stahl), so können die Stoffe mit der verwendeten Strahlung skiagraphisch schwer oder gar nicht unterschieden werden. Nur bei dünnen Vergleichsschichten und unter Anwendung langwelligerer Strahlungen könnte dies gelingen.

2. Für eine bestimmte Strahlenqualität und -leistung gibt es nur eine verhältnismäßig schmale Tiefenzone, für welche die günstigsten Schwärzungskontraste erzielt werden. Für jeden Stoff und jede Plattenstärke muß daher eine andere, und zwar ziemlich genaue Einstellung der Strahlung und Belichtungsdauer vorgenommen werden.

3. Das Auftreten der Streustrahlungskorona zeigt sich, diesmal im Querschnitt, besonders deutlich. Auch der Einfluß der Stoffart prägt sich deutlich aus. Selbst zwischen so nahestehenden Stoffen wie Grauguß und C-Stahl ist bei gleicher Plattenstärke ein Unterschied im Koronadurchmesser unverkennbar.

Außerordentlich stark wirkt die von der Stirnseite des Phantoms ausgehende vorderseitige Streustrahlung. Der Vorfilm und der auf der Stirnseite des Blockes unmittelbar aufliegende Film ist stark überlichtet, namentlich von dem Al-Quadranten her, aus dessen Tiefe diffuse Streustrahlung in den Vorraum zurücktritt. Der eigentliche Strahlenquerschnitt zeigt sich „solarisiert".

Ebenso ist, wenn auch in schwächerem Maße, der Einfluß der rückseitigen Streustrahlung auf den Nachfilm zu beobachten. Hier wird gleichfalls, besonders vom Al-Quadranten her, eine Verschleierung des ganzen Feldes bewirkt, so daß der runde Strahlenquerschnitt sich nur wie in einem Nebelschleier andeutet.

Starke Zusatzbelichtung durch Wandstreustrahlung zeigt sich endlich in der hinter 2 cm Plattenstärke angebrachten künstlichen Luftlücke.

Über das Wesen der radiographischen Abbildung von Fremdstoffeinschlüssen im Untersuchungsstoff gibt die Methode der Filmreihenaufnahmen im quergeteilten Block gleichfalls brauchbare Aufschlüsse. Insbesondere ist eine schnelle Ermittlung der Lage des günstigsten Schwärzungskontrastes für irgendeine Stoffkombination und Strahlenleistung auf diesem Wege möglich. Speziell zur Untersuchung des theoretisch mehrfach behandelten Systems Eisen-Lufteinschluß wurden zwei Testkörper „*c*" und „*d*" aus übereinandergelegten Flußeisenblechen von 0,05 bzw. 0,01 cm Stärke hergestellt. Acht im Kreise angeordnete ausgestanzte Löcher von 0,5 cm Durchm. gruppieren sich um ein im Zentrum befindliches Loch. Jedes Blech enthält ein Loch weniger, so daß folgende in Richtung der Strahlenachse gemessene Stärken zylindrischer Lufteinschlüsse entstehen:

Testkörper „*c*"

Lochnummer	I	II	III	IV	V
Lufteinschluß	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25 cm
Lochnummer		VI	VII	VIII	IX
Lufteinschluß		0,3	0,35	0,4	0,45 cm

Testkörper „*d*"

Lochnummer	I	II	III	IV	V
Lufteinschluß	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05 cm
Lochnummer		VI	VII	VIII	IX
Lufteinschluß		0,06	0,07	0,08	0,09 cm

Die oben erwähnte Spezialkassette für Filmreihenaufnahmen wurde wie folgt beschickt:

Als erste kam eine den Testkörper enthaltende „Lufteinschlußplatte", dahinter ein Film, dann weitere fünf „volle" Flußeisenplatten mit hinterlegtem Film, so daß gleichzeitig sechs Films belichtet wurden.

Mittels dieser Anordnung (Fig. 22) konnte zunächst die Frage untersucht werden, welchen Einfluß die Tiefenlage eines Einschlusses innerhalb des Untersuchungskörpers auf seine radiographische Abbildung besitzt. Zu diesem Zwecke wurden sechs Reihenaufnahmen mit je sechs Films unter sonst gleichen Verhältnissen gemacht.

Bei diesen Aufnahmen wanderte die Lufteinschlußplatte durch den Block hindurch, indem sie nacheinander vor den ersten, zweiten usw. Film eingefügt wurde.

Diese Aufnahmen sind in Tafel II, 3 so angeordnet, daß die in der gleichen Kolonne (*a* bis *f*) befindlichen Kopien derselben Tiefenlage entsprechen. Mit jeder Zeile dagegen rückt die Lufteinschlußplatte einen Schritt nach rechts.

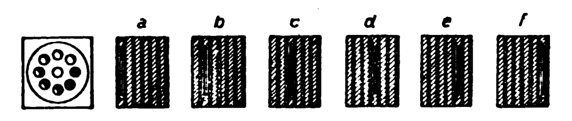


Fig. 22.

Nach der Theorie der Strahlenschwächung ist die Tiefenlage eines Einschlusses ohne merklichen Einfluß auf den Energieunterschied der Reststrahlungen. In der Tat sind Einschlußbilder gleicher Kolonnen fast vollkommen identisch.

Der Einfluß der „inneren" Streuzusatzstrahlung ist jedoch in Kolonne *a* und *b* (Eisenvorschicht $D = 0{,}5$ und $1{,}0$ cm) so stark, daß er die Abbildung des innersten Lufteinschlusses auslöscht.

Noch in Kolonne *c* ($D = 1{,}5$ cm), wo die Abbildung sämtlicher Lufteinschlüsse einsetzt, wirkt die zusätzliche Streustrahlungsbelichtung in den „Lochfeldern" kontrastvermindernd gegenüber dem Hintergrund.

In Kolonne *d* ($D = 2{,}0$ cm) ist offenbar die Zone der Streustrahlungskorona überwunden. Die Kontraste sind gut. Sie entsprechen den Einschlußstärken und sind nicht mehr durch zusätzliche Belichtung gefälscht. Die Ränder sämtlicher Lochbilder erscheinen bemerkenswert scharf.

Die Bilder der Kolonne *e* ($D = 2{,}5$ cm) sind bereits stark unterlichtet und die schwächeren Kontraste gehen in dem allgemeinen Plattenschleier unter.

In Kolonne *f* sind nur noch Andeutungen der Lufteinschlüsse auf den Originalfilmen zu erkennen.

Die „radiographische Reichweite" der verwendeten Strahlung beträgt also im Flußeisen etwa 3 cm. Die „radiographisch günstige Arbeitszone" liegt etwa bei 1,5 bis 2,0 cm.

Endlich wurde die Frage untersucht, welchen kleinsten Lufteinschluß man in stärkeren Flußeisenplatten mit einer Strahlung zur Darstellung bringen kann, wie sie mit einer extrem belasteten Röntgenröhre (Müller-Elektronenrohr „Metwa" 8 mA.) in Verbindung mit einem modernen Hochleistungs-Röntgenapparat (Radio-Transverter, Koch & Sterzel A.-G.) im technischen Dauerbetrieb bei 207 kV. Scheitelspannung und $\lambda_0 = 0{,}06$ Å. erzeugt wird.

Als im Hinblick auf die hohen Kosten der Milliampere-Minute allenfalls annehmbare Belichtungsdauer wurde bei allen Aufnahmen 60 Min. gewählt. In der vorbeschriebenen Versuchsanordnung wurde die Lufteinschlußplatte (Testkörper *d*) als erste in 35 cm Fokusabstand aufgestellt, dann kamen Flußeisenplatten, welche die Gesamtstärke auf 5, 6 usw. bis 10 cm ergänzten. Unmittelbar hinter der letzten Eisenplatte wurde eine Hauff-Ultra-Rapid-Röntgenplatte ohne bzw. mit einer vorgelegten Verstärkungsfolie (Heydenfolie) angeordnet. Die Resultate können leider nur als Mitteilung gegeben werden, da die feineren Einzelheiten der Originalaufnahmen sich der Wiedergabe im Druckverfahren entziehen.

Die Aufnahmeserie erlaubt festzustellen:

Mit einer intensiven Strahlung (8 mA.) von $\lambda_0 = 0{,}06$ Å. Grenzwellenlänge lassen sich, beste Aufnahmetechnik vorausgesetzt, bei 60 Min. Belichtungsdauer zylindrische Lufteinschlüsse von 0,5 cm Durchm. und 0,02 cm Stärke in Flußeisenplatten bis 5 cm, solche von 0,03 cm Stärke bis 6 cm mit Sicherheit nachweisen. Durch Anwendung einer Verstärkungsfolie verschiebt sich diese Grenze auf 6 bzw. 7 cm. Bei 7 cm Plattenstärke ohne, bzw. bei 8 cm mit Verstärkungsfolie ist zwar noch eine gewisse Schwärzung angedeutet, die Kontraste gehen aber im Plattenschleier unter. Die radiographische Reichweite der Strahlung ist hiermit erreicht. Darüber hinaus bei 8 bzw. 9 cm Plattenstärke findet sich keine Spur von Schwärzung.

Nachdem in den mitgeteilten Versuchsreihen gewissermaßen die empirische Grundlage des radiographischen Verfahrens gegeben wurde, soll in einem Schlußabschnitt der Zusammenhang zwischen hochfrequenter Strahlung und Schichtschwärzung theoretisch erörtert und speziell für Flußeisen in exakter Form experimentell ermittelt werden.

(Schluß folgt.)

Demonstration der Detektorwirkung einer Verstärkerröhre mit der Braunschen Röhre.

Von Wilhelm Schmitz.

Mitteilung aus dem phys. Institut II (techn. Physik) an der Technischen Hochschule Darmstadt.

Durch Einschalten eines Milliampermeters in den Anodenkreis einer Verstärkerröhre gelingt es ohne weiteres das Gleichstromglied eines in der Röhre gleichgerichteten Wechselstromes zu erkennen. Es ist jedoch nicht möglich auf diese Weise die Kurvenform dieses gleichgerichteten Wechselstromes zu beurteilen, dieses soll durch das unten beschriebene Verfahren wenigstens qualitativ ermöglicht werden. Die Gesetze der Dreielektronenhochvakuumröhre dürfen als bekannt vorausgesetzt werden.

1. Die einfachste Art der Gleichrichtung erhält man, indem man die Röhre als Ventilröhre



schaltet. Zur Demonstration wurde eine Senderöhre (A.E.G. Type RS 5) verwendet, deren Anodenspannung von einem Wechselstromtransformator (50 Perioden pro Sekunde, 2000 Volt sekundär) geliefert wurde. Das hierbei überflüssige Gitter der Röhre wurde über eine Vorspannungsbatterie (70 bis 100 Volt positive Gittervorspannung) ohne

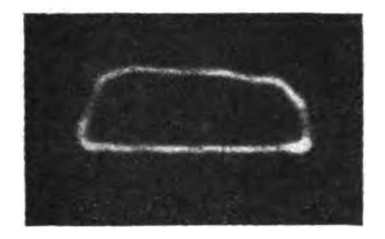


Fig. 1.

die in das Schaltschema eingezeichnete Drosselspule an den Heizfaden gelegt. Im Anodenkreise der Röhre liegt die Ablenkungsspule für die Braunsche Röhre (Schaltschema: Spule I, Sekundärseite eines Mikrophonübertragers).

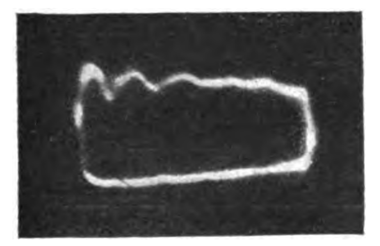


Fig. 2.

Zur Erzeugung eines stehenden Bildes auf dem Schirm der Braunschen Röhre dient eine Hilfsspule, senkrecht zur ersten Ablenkungsspule angeordnet. Diese wird vom ursprünglichen (sinusförmigen) Wechselstrom durchflossen, die Phasen-

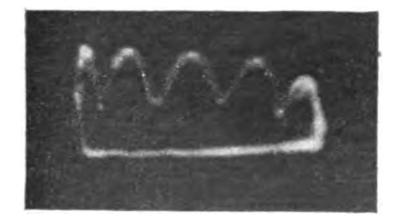


Fig. 3.

lage des entstehenden Feldes kann durch eine Reihenschaltung einer Drossel und eines induktionsfreien Widerstandes in gewissen Grenzen variiert werden. Das auf dem Schirm der Braunschen Röhre unter diesen Bedingungen entstandene Bild zeigt Aufnahme 1. Um die wirkliche Kurve zu erhalten, muß es in der einen Komponente mittels sinoïdal geteiltem Maßstab vergrößert werden, die Verzerrung ist jedoch für die Demonstration belanglos.

2. Bei Untersuchungen dieser Gleichrichterwirkung habe ich folgende Beobachtung gemacht:

Schaltet man in den Gitterkreis der obigen Anordnung eine hochinduktive Drossel (z. B. Sekundärseite eines 500 Perioden Hochspannungstransformators), so gelingt es bei passender Einstellung des Emissionsstromes (Kathodenheizung)



Fig. 4.

und der Anodenwechselspannung bei jedem Gleichstromimpuls durch Stoßerregung infolge der Wechselwirkung zwischen Selbstinduktionsspannung und der hier kapazitiv wirkenden Gitterspannung mehr oder weniger gedämpfte mittelfrequente Schwingungen zu erhalten, die mit unbedingter Genauigkeit stets in gleicher Phase einsetzen müssen.



Fig. 5.

Das Bild steht deshalb vollkommen ruhig auf dem Schirm (Aufnahme 2 und 3).

3. Diese Schwingungen ermöglichen es in eleganter Weise die Vorgänge in einer gewöhnlichen Verstärkerröhre zu zeigen. Man kann die Schwin-

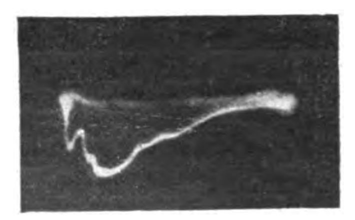


Fig. 6.

gungen unmittelbar an der Ablenkungsspule abnehmen und dem Gitter der Verstärkerröhre, eventuell als „Audion“ unter Zwischenschaltung eines Kondensators (2000 cm) mit Ableitungswiderstand (2 Megohm) zuführen.

Ersetzt man also die Ablenkungsspule I — diese dient nunmehr nur noch als Gitterspannungsquelle für die Verstärkerröhre — durch eine im

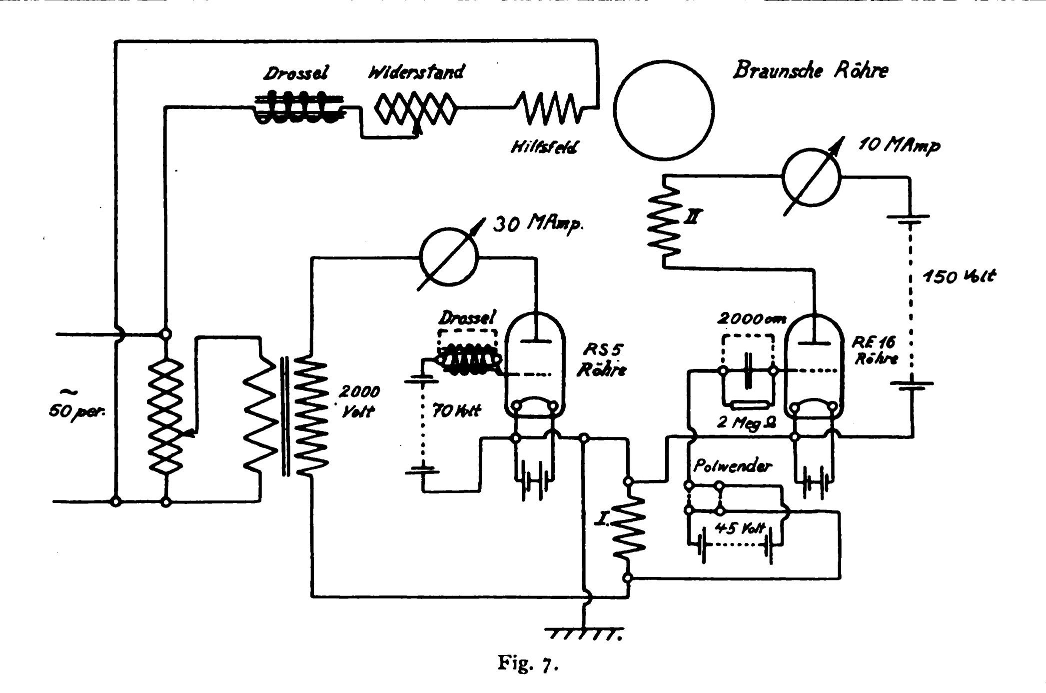


Fig. 7.

Anodenkreise der Verstärkerröhre liegende Spule II (zweckmäßig offener Verstärkertransformator der Erdtelegraphentype), so kann man unmittelbar die typischen Eigenschaften der Verstärkerröhre verfolgen.

Zur Demonstration der Gleichrichtung im „unteren oder oberen Knick" der Anodenkennlinie verwendet man etwas weniger gedämpfte Schwingungen wegen ihrer größeren Amplitude, wie man sie durch geringe Steigerung der Anodenwechselspannung des „Senders" erhält. Man sieht dann deutlich, wie der negative, resp. positive Wechsel abgeschnitten wird (Bild 4 und 5). Die Audionwirkung erkennt man am besten mit einem stark gedämpften Schwingungszuge, da man dann nicht nur das Absinken des Anodenstromes durch die Schwingungen, sondern auch den Wiederanstieg durch den Gitterableitungswiderstand als feststehendes Bild beobachten kann (Bild 6).

Um kräftige Ablenkungen zu erhalten, empfiehlt es sich, die Verstärkerröhre (Telefunken „Ü" RE 16) mit etwas höherer Anodenspannung (etwa 150 Volt) zu betreiben, die Gittervorspannung zum Arbeiten im oberen oder unteren Knick liegt dann bei etwa ± 45 Volt.

Zur Erzielung sauberer Kurven ist es unbedingt erforderlich den statischen Einfluß der Ablenkungsspulen durch Erdung passender Punkte zu vermeiden, ferner, daß die Hochspannungsquelle für die Braunsche Röhre vollkommen ruhig arbeitet. Zu den Aufnahmen diente eine Hochspannungsgleichstrommaschine (Dreimaschinensatz) für etwa 10000 Volt Gleichstrom unter Zwischenschaltung eines Dämpfungswiderstandes. Die Röhre selbst ist von der Firma E. Gundelach (Gehlberg) geliefert worden.

(Eingegangen am 18. Dezember 1923.)

Über die Rolle der Sekundärstrahlung in Elektronenröhren.

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Von H. Salinger.

Die im folgenden mitgeteilten Messungen an Doppelgitterröhren beanspruchen nicht nur an sich Interesse, sondern lassen auch allgemeinere Schlüsse über die Vorgänge in Elektronenröhren zu. Um dieser Folgerungen willen seien sie hier mitgeteilt. Die Messungen wurden an den R-Röhren der Firma Siemens & Halske angestellt, durch Vergleich mit andern Röhrentypen wurde aber sichergestellt, daß es sich nicht etwa nur um Eigentümlichkeiten der genannten Type handelt. Die Elektrodenanordnung im R-Rohr ist zylindrisch, Anode und Gitter bestehen aus Tantalblech, die Abmessungen sind etwa die folgenden:

Länge des Glühfadens 32 mm, Widerstand 2,2 Ω,
Durchmesser des inneren Gitters 7 mm,
Durchmesser des äußeren Gitters 15 mm,
Durchmesser der Anode . . . . . 22 mm.

Die Röhren wurden in der Schaltung der Fig. 1 untersucht, also in der sogenannten Schutznetzschaltung [1]); eigentlich ist das Rohr nicht für diese, sondern für die Raumladungsschaltung gebaut.

Bezeichnen wir die am Steuergitter bzw. am Schutznetzgitter liegenden Spannungen mit v_g und v_s, die Spannung der Anodenbatterie mit E_a, so gibt Kurve I in Fig. 2 die Anodenkennlinien, also den Anodenstrom i_a als Funktion von v_g wieder. Die Kurve gilt für $R_a = 200000\ \Omega$, $E_a = 157$ V., $v_s = 216$ V. Kurve II stellt den gleichzeitig an das Schutznetz fließenden Strom i_s dar, Kurve III den an das Steuergitter gehenden Strom i_g.

Es fällt sofort auf, daß die Kurve I einen starken Knick bei $v_g = -0{,}4$ V. hat; der Strom oberhalb dieser Steuerspannung ist aber nicht etwa ein Richardsonscher Sättigungsstrom, wie man aus dem weiteren Anwachsen von i_s sieht. Auf dem steilen Stück der Kurve I zwischen $v_g = -1$ V. und $-0{,}4$ V. ist jeder Punkt stabil und reproduzierbar, so daß nicht etwa eine „Kipp"erscheinung vorliegt; auch ergeben sich bei wachsendem und abnehmendem v_g merklich gleiche Kurven.

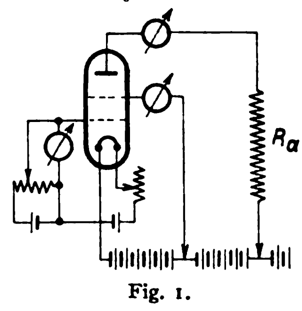


Fig. 1.

Die Kurve II für i_s hat an der gleichen Stelle eine Anomalie, wo i_a am steilsten ansteigt. Hier sinkt i_s mit wachsender Spannung v_g des Steuergitters.

Nun ist die Anodenspannung v_a bei dieser Messung nicht konstant, da sie mit der Spannung der Anodenbatterie E_a durch die Beziehung

$$v_a = E_a - R_a i_a \tag{1}$$

verbunden ist. Wir können daher, wie in Fig. 2 geschehen, eine zweite Ordinatenskala anbringen, die die an der Anode selbst liegende Spannung v_a angibt. Man sieht dann, daß der Knick der i_a-Kurve gerade an der Stelle liegt, wo die Anodenspannung verschwindet (das stimmt allerdings nicht genau, die Spannung beträgt noch einige Volt, doch wollen wir uns diese Idealisierung gestatten). Negativ kann ja die Anodenspannung nicht werden, da dann überhaupt keine Elektronen mehr an die Anode gelangen würden. So kommt es, daß bei weiterer Steigerung von v_g der Anodenstrom nicht mehr steigt, sondern auf dem Endwert E_a/R_a bleibt. Der Strom i_s steigt dagegen weiter an; die Spannung am Schutznetzgitter ist bei der Messung als konstant anzusehen, da i_s keinen wesentlichen Widerstand zu überwinden hat und demnach auch keinen Spannungsabfall erzeugt.

Nun bleibt aber noch der steile Teil der i_a-Kurve zu erklären. Es ist zunächst nicht verständlich, woher es kommt, daß der Strom i_a bei abnehmender und zuletzt fast verschwindender Anodenspannung so stark heraufschnellt. Die Ursache dieser Erscheinung ist die im Rohr auftretende Sekundärelektronenemission.[1]) Am Steuergitter spielt diese Strahlung wegen des geringen Gitterstroms nur eine untergeordnete Rolle (bei negativem v_g fällt sie überhaupt weg); am Schutznetz kann bei der mitgeteilten Messung keine

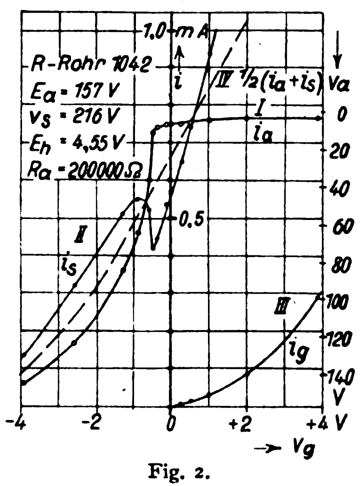


Fig. 2.

Sekundäremission stattfinden, da das Schutznetz die positivste Elektrode im Rohr ist; dagegen wird an der Anode eine lebhafte Sekundäremission auftreten, und diese Sekundärelektronen fließen nach dem Schutznetz hin. Der Strom i_s setzt sich also aus zwei Teilen zusammen, nämlich aus demjenigen Teile i_{s_1} des primären Emissionsstromes, der an das Schutznetz geht, und aus dem von der Anode kommenden Sekundärstrom i_{a_2}; i_a ist dagegen eine Differenz aus dem primären und sekundären Anodenstrom. Also:

$$i_s = i_{s_1} + i_{a_2}, \tag{2}$$

$$i_a = i_{a_1} - i_{a_2}. \tag{3}$$

Es ist nun bekannt, daß ganz langsame Primärelektronen keine Sekundäremission erzeugen können.[2]) Daraus folgt, daß der Sekundärstrom i_{a_2} aufhören wird, wenn die Anodenspannung v_a

[1]) W. Schottky, Arch. f. Elektrotechnik **8** (1919), S. 299.

[1]) Die drei von Lenard unterschiedenen Effekte, Sekundärstrahlung, Rückdiffusion und echte Reflexion, treten dabei gemischt auf. Der größte Teil der Wirkung beruht wohl auf echter Sekundärstrahlung. Die Bedeutung der Sekundäremission für die Vorgänge im Doppelgitterrohr ist schon von Schottky erkannt worden (a. a. O., S. 306). Vgl. auch die allgemeinen Bemerkungen Schottkys auf S. 322; die dort angegebenen Schaltungen sind den hier beschriebenen ähnlich.

[2]) A. Gehrts, Ann. d. Phys. (4) **36** (1911), S. 995.

kleine Werte (wenige Volt) annimmt, d. h. also dann, wenn i_a nahezu seinen Höchstwert E_a/R_a erreicht hat. In i_s fehlt dann nach (2) der eine Teil, wodurch sich das plötzliche Absinken von i_s erklärt. Umgekehrt fällt bei i_a nach (3) der Subtrahendus weg, so daß gleichzeitig i_a steigen muß. Am unteren Umkehrpunkt der i_s-Kurve hat die Sekundärstrahlung völlig aufgehört; er liegt in Fig. 2 bei $v_g = -0,5$ V., die zugehörige Anodenspannung ist $v_a = 12$ V., und diese Zahl stimmt (in Anbetracht der ungenauen Meßmethode) gut mit unserer Kenntnis über die untere Geschwindigkeitsgrenze der Sekundärstrahlung überein. Die Summe $i_a + i_s$ ist natürlich gleich dem Emissionsstrom der Kathode (wenn man vom Strom des Steuergitters absieht), und in der Tat sind in $\frac{i_a + i_s}{2}$ (Kurve IV) alle Singularitäten der i_a- und i_s-Kurve verschwunden.

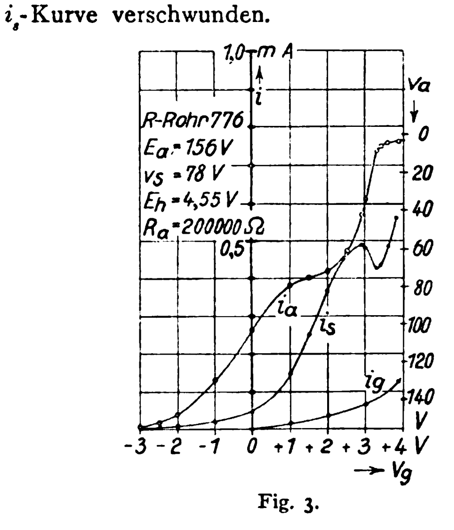


Fig. 3.

die einfache Rechnung ergibt, und also der Strom E_a/R_a nicht ganz erreicht wird. Es ist aber unmöglich, durch diese Raumladung allein die gemessenen Kurven, insbesondere die zickzackförmige i_s-Kurve zu erklären, so daß man die hier mitgeteilten Messungen auch als einfache Demonstrationsversuche für die Existenz der Sekundärstrahlung betrachten kann.

Man kann nun die Spannung am Schutznetz v_s verkleinern. Solange $v_s > E_a$ ist, ändert sich an

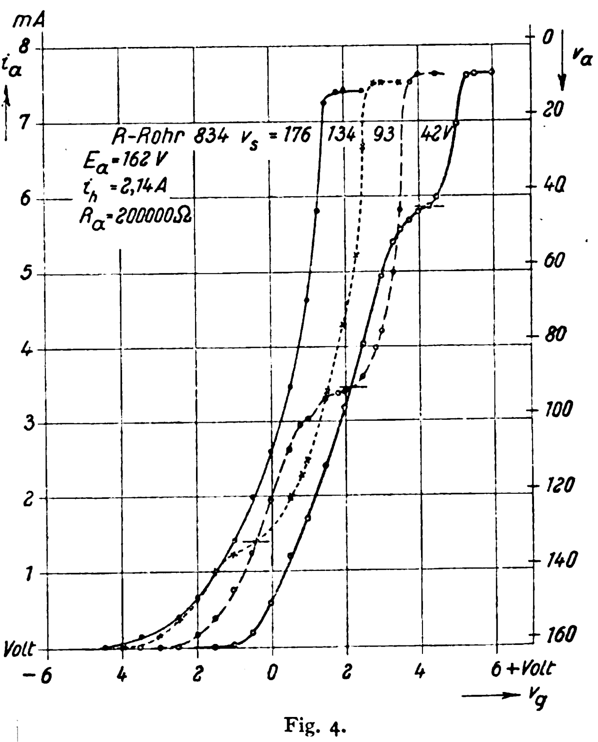


Fig. 4.

Noch eine weitere Bemerkung läßt sich den mitgeteilten Messungen entnehmen. Oberhalb $v_g = -0,5$ V. steigt i_s stark weiter. Sicherlich steigt dann auch die Zahl der Elektronen, die durch die Maschen des Schutznetzes in den Raum zwischen diesem und der Anode treten, weiter an. Die Anzahl der wirklich an die Anode abgeführten bleibt aber so gut wie konstant, denn diese Zahl wird in diesem Gebiet, wo die Sekundäremission fehlt, durch i_a gemessen. Daraus folgt, daß jetzt vor der Anode eine Raumladung, d. h. ein Potentialminimum[1]) liegt, das sich mit wachsendem v_g noch weiter erniedrigt. Auf die Existenz einer solchen Raumladung hat bei etwas abweichenden Verhältnissen schon Götz[2]) hingewiesen. Sie dürfte auch Schuld daran sein, daß die i_a-Kurve schon bei etwas kleineren Anodenströmen umknickt, als

den Kurven nicht viel (außer daß sie, wie ohne weiteres verständlich, nach rechts rücken); wird dagegen $v_s < E_a$, so nehmen sie den aus Fig. 3 ersichtlichen Verlauf, der für $E_a = 156$ V., $v_s = 78$ V. gilt. Auch diese Kurven werden bei Beachtung der Sekundärstrahlung leicht verständlich: Solange $v_a = E_a - R_a \cdot i_a > v_s$ ist, können keine Sekundärelektronen von der Anode zum Schutznetz gelangen, vielmehr wird umgekehrt eine schwache Sekundärstrahlung vom Schutznetz nach der Anode zu gehen. Erst mit Überschreitung der genannten Spannungsgrenze (die in Fig. 3 bei $i_a = 0,39$ mA. liegt) kehrt sich die Richtung der Sekundärstrahlung um; in der Tat sieht man etwa an dieser Stelle die i_a-Kurve ihre Steilheit verlieren, die i_s-Kurve dagegen steiler ansteigen. Ungefähr wenn die Anodenspannung verschwindet ($i_a = 0,78$ mA.), hört die Sekundärstrahlung ganz auf, und es treten die schon oben besprochenen Erscheinungen auf. Dasselbe zeigt auch Fig. 4, die die i_a-Kurven für eine Reihe verschiedener

[1]) W. Schottky, Phys. Zeitschr. **15** (1914), S. 624. — Epstein, Verh. D. Phys. Ges. **21** (1919), S. 85.

[2]) Phys. Zeitschr. **24** (1923), S. 58.

Schutznetzspannungen wiedergibt. Durch wagerechte Striche sind die Stellen angedeutet, wo nach den einfachen soeben gegebenen Rechenregeln die Treppenstufen der i_a-Kurven liegen sollten.

Die mitgeteilten Beobachtungen berechtigen wohl zu dem Schluß, daß überhaupt überall da, wo man von der „Verteilung des Emissionsstromes zwischen Gitter und Anode“ von Elektronenröhren spricht, die Sekundärstrahlung an dem Mechanismus dieser Verteilung sehr wesentlich beteiligt ist. Dies gilt z. B. für den starken Anstieg des Gitterstromes bei Eingittersenderöhren, wenn die Gitterspannung größer als die Anodenspannung wird; auch die kürzlich von Braunbek[1]) mitgeteilten Messungen dürften vermutlich (z. B. dessen Fig. 12) Sekundärstrahlungseffekte enthalten, ebenso wie die „Negatron“anordnung von Scott-Taggart.[2])

Die erhaltenen Kurven scheinen in mehrfacher Hinsicht technisch verwertbar zu sein. Der sehr plötzliche Knick lädt zur Verwendung für Zwecke der Strombegrenzung ein; die einfache Beziehung $i_a = \frac{E_a}{R_a}$ erlaubt sofort für jede Spannung E_a diejenige Größe von R_a anzugeben, die den Strom auf das gewünschte Maß begrenzt. Beschränkt sich der Strom dabei, wie in Fig. 2, auf Werte der Größenordnung 1 mA., so wird man natürlich ein kleineres Rohr wählen, denn das R-Rohr hat einen Richardsonschen Sättigungsstrom von etwa 14 mA. Man kann aber auch, wie Versuche gezeigt haben, bei dieser Rohrtype bleiben, sie aber erheblich schwächer heizen, als der Norm entspricht, dann wird die Lebensdauer der Röhre außerordentlich erhöht. Ferner wünscht man für manche Zwecke (Telephonie) eine in weitem Bereich möglichst parabelförmige Form der Kennlinie. Dies ist, wie Fig. 2 zeigt, in der angebenen Schaltung recht gut verwirklicht.[3]) Schließlich ist die Spannungsverstärkung, wenn man sich auf den steilsten Teil der i_a-Kurve einstellt, sehr groß. Sie ist aber nur zur Verstärkung ganz schwacher Zeichen verwendbar, da die Kennlinie hier nicht geradlinig genug ist, und es sind dann, wenn man die verstärkten Zeichen noch auf nachfolgende Röhren übertragen will, gewisse Schwierigkeiten zu überwinden, die von der eigentümlichen Abhängigkeit des Anodenstroms von der Anodenspannung herrühren (siehe die Schlußbemerkung).

Schließlich soll noch die Beziehung unserer Schaltung zu anderen bekannten Anordnungen erörtert werden. Beim Hullschen Dynatron[1]) ist die Sekundärstrahlung so stark, daß der Anodenstrom sich sogar umkehrt, aber die Spannung der Anode bleibt immer positiv. Auch die de Forestsche Audionschaltung zeigt eine gewisse Ähnlichkeit mit der hier untersuchten, denn bei ihr wird ebenfalls durch Einschaltung eines hohen Widerstandes, der aber im Gitterkreis liegt, ein Umknicken der Kennlinie erreicht. Schließlich ist noch die Schutznetzschaltung von Doppelgitterröhren zu nennen, deren Schaltschema mit unserem identisch ist, nur die Werte für die Batteriespannungen und den Widerstand R_a sind anders. Damit ändert sich aber auch die Wirkungsweise: Denn die Schutznetzschaltung ist von Schottky (a. a. O.) angegeben worden, um die Rückwirkung des Spannungsabfalls im Anodenkreis auf den Strom i_a zu vermindern. Benutzt man dagegen den steilsten Teil unserer i_a-Kurve, so arbeitet man im Gegenteil an einem Punkt, wo der Strom i_a im wesentlichen nur durch die Anodenspannung v_a bestimmt wird. Die geänderte Wahl der Betriebsgrößen hat also eine vollkommene Umkehr der Wirkungsweise zur Folge.

1) Zeitschr. f. Phys. **17** (1923), S. 117.

2) Jahrb. f. drahtlose Telegr. u. Telephonie **19** (1922), S. 148.

3) Die gleiche Wirkung ist von Trautwein an Eingitterröhren mittels einer Schaltung erreicht worden, die mit unserer verwandt ist. [Telegr.- u. Fernspr.-Technik **9** 1920), S. 119.]

1) Hull, Übers. in Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Telephonie **14** (1919), S. 47, 157. — K. W. Hausser, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern, Bd. 1 (1920), S. 19. — Holborn, Telegr.- u. Fernspr.-Technik **10** (1921), S. 1, 17. — Götz, a. a. O.

(Eingegangen am 2. Januar 1924.)

Zwei Methoden zur spektrophotometrischen Untersuchung von Farbstoffen an Fasern.

Von G. P. Woronkoff.

(Laboratorium für Farben am volkswirtschaftlichen Institut Karl Marx, Moskau.)

Die Spektraluntersuchung von Farbstoffen unmittelbar an Fasern hat eine große praktische und theoretische Bedeutung für die Lösung einer ganzen Reihe von Problemen aus den Gebieten der Färberei z. B. des Ausbleichens von Farbstoffen.

Die Kompliziertheit des Untersuchungsobjekts, das die gefärbte Faser darstellt, schafft große Schwierigkeiten für das Einhalten bestimmter Bedingungen für die betreffende Untersuchung. Gewöhnlich beschränkt sich die Untersuchung der gefärbten Fasern auf eine Untersuchung nach der Methode chemischer Farbenreaktionen (die Methoden Weingärtner-Green, Rota[1]) u. a.) oder

1) E. Weingärtner, Chemiker-Ztg. 1887, S. 135 u. 165; B. Green, Färber-Ztg. 1892—93, S. 307 u. 323; A. Rota, Chemiker-Ztg. 1898. S. 437; A. Peltzer, Färber-Ztg. 1907, S. 17.

nach dem Verfahren Formáneks.[1]) Die ersten Versuche einer Untersuchung der Farbstoffe unmittelbar an den Fasern haben Gaidukoff[2]), Umoff[3]) und Poray-Koschitz und Auschkap[4]) ausgeführt.

Vorliegende Arbeit setzt sich zum Ziel, die Bearbeitung der physikalischen Seite der Methodik einer Untersuchung der gefärbten Fasern, sowohl im durchfallenden wie auch im reflektierten Lichte.

Eine Untersuchungsmethode mit durchfallendem Licht.[5])

Das Wesen der Untersuchungsmethode gefärbter Fasern im durchfallenden Lichte besteht in folgendem:

Die gefärbte Faser erscheint wenig durchsichtig für die Lichstrahlen. Um ein Durchdringen des durchfallenden Lichtes zu ermöglichen, werden die Fasern in ein Medium, dessen Brechungskoeffizient demjenigen der Fasern naheliegt, gebracht. Die Bestimmung des Brechungskoeffizienten der Faser mit Hilfe der Streifenmethode von Becke[6]) und nach dem Verfahren der Dispersionsfärbung von Schröder van der Kolk[7]) ergab folgende Werte (s. Tab. 1).

Tabelle 1.

n_0 = Brechungskoeffizient für den ordentlichen Strahl;
n_e = „ „ „ außerdentlichen Strahl;
n_m = der mittlere Brechungskoeffizient.

Fasern	Streifenmethode nach Becke			Methode v. Schröder van der Kolk
	n_0	n_e	n_m	weißes Licht
baumwollene (gebleicht)	1,54	1,57	1,55	1,56
wollene (gebleicht)	> 1,56	< 1,56	1,56	1,56
seidene (gebleicht)	1,54	1,57	1,55	1,56

Als Medium, das die Faser am stärksten durchsichtig macht, erscheint Anisöl (n_m = 1,56). Allein einige technische Bedingungen des Präparierens, sowie einige Eigenschaften des Anisöls (große Beweglichkeit, Flüchtigkeit und starker Äthergeruch) veranlassen uns, vom Anisöl und anderen mehr oder weniger flüssigen Stoffen mit starker Strahlenbrechung abzusehen und nach einem für das Licht durchsichtigen Stoff suchen, der zum Präparieren geeigneter wäre. Als solcher Stoff erscheint der Kanadabalsam. Letzterer besitzt einen Brechungskoeffizienten, der zwischen 1,535 und 1,545 schwankt in Abhängigkeit davon, ob derselbe einen größeren oder geringeren Gehalt von Xylol oder Chloroform enthält — also einen Koeffizienten, der demjenigen der Faser ziemlich nahesteht. Die Durchsichtigkeit eines Präparats aus mit Kanadabalsam durchtränkten Fasern erreicht für die Lichtstrahlen im Durchschnitt eine Größe von 25% (5 mg Faser auf 123 mm²). Als Hauptvorzug vor anderen „physikalisch" durchsichtigen Stoffen — vor dem Anis-, Nelken-, Zimtöl und anderen Ölen — erscheint sein indifferentes Verhalten zu der Mehrzahl der Farbstoffe und seine klebenden Eigenschaften.

Der Lichtstrahl, falls er durch ein solches durchsichtiges Präparat fällt, gibt keine gleichmäßige Beleuchtung des Sehfeldes im Spektrophotometer. Wie die Faser, so ist auch das Gewebe in seinen Elementen für die Lichtstrahlen nicht gleichmäßig durchdringbar. Um eine gleichmäßige Beleuchtung des Feldes im Spektrophotometer zu erreichen, wird die Faser zerkleinert (die Größe der Partikelchen darf nicht 0,5 mm überschreiten) und auf der Fläche des Deckgläschens gleichmäßig verteilt. Man könnte eine größere Gleichartigkeit in der Beleuchtung des Feldes erreichen, wenn man einen Lichtstrahl, der vom Präparat ausgeht, durch ein Matt- oder durch ein Milchglas schickt und das Präparat aus den Brennpunkt rückt. Allein dies ist mit einem großen Verlust an Lichtintensität verknüpft. Auf Grund des Talbotschen[1]) Prinzips wird eine gleichmäßige Beleuchtung des Feldes im Spektrophotometer erreicht, wenn man dem Präparat eine genügend schnelle Drehbewegung gibt, um das Flimmern zu unterdrücken. Aus unseren Beobachtungen ging hervor, daß die Genauigkeit der Messungen nicht von der Zahl der Umdrehungen abhängt und das sich die abgelesene Größe nicht verändert, sobald nur kein grobes Flimmern auftritt.[2])

Bei unseren Untersuchungsbedingungen genügte es, dem Präparat eine Durchschnittsgeschwindigkeit von 25 Umdrehungen pro Sekunde mitzuteilen, um in allen Teilen des Spektrums das Flimmern aufzuheben. Da die Geschwindigkeit der Drehbewegung von der Intensität des Lichtes

[1]) J. Formánek, Untersuchung und Nachweis organischer Farbstoffe auf spektroskopischem Wege. Berlin, 1907—1913.

[2]) N. Gaidukoff, Anhang z. d. Abhandl. der Preuß. Akad. d. Wiss. 1902, S. 8—13.

[3]) N. Umoff, Physik. Zeitschr. **13**, S. 962.

[4]) Poray-Koschitz u. Auschkap, Nachrichten d. Mosk. Manuf. Gesellschaft **1** (1912), S. 25; Zeitschr. für Farben-Industrie 1911, S. 293, 321 u. 342.

[5]) Mitgeteilt in Kürze in der Moskauer Physik. Gesellschaft zu Ehren P. N. Lebedeffs.

[6]) Sitzungsberichte d. Akad. d. Wiss. in Wien **102** (1) (1893), S. 358.

[7]) Schröder van der Kolk, Tabellen zur mikroskopischen Bestimmung der Mineralien nach ihrem Brechungsindex. Wiesbaden 1906.

[1]) Talbot, Phil. Mag. (3) **5** (1834), p. 821.

[2]) O. Lummer u. E. Brodhun, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **10** (1896), S. 299.



abhängt, so wird die Umdrehungszahl für die verschiedenen Teile des Spektrums verschieden sein. Die Abhängigkeit zwischen der Umdrehungszahl u und der Intensität des Lichtes J ist in gewissen Grenzen der Intensität dem Gesetze von Porter-Ives[1]) unterworfen: $u = k \lg J + p$, wenn k und p die Konstanten sind, die von der Wellenlänge, von den individuellen Eigenschaften der Augen des Beobachters und anderen Faktoren abhängen. Das Zerkleinern des Präparats und seine Drehung bedingen auch eine Depolarisation der Lichtstrahlen. Die Fasern und die Farbstoffe, sowie die ist, wird in seinem oberen Teil ein kupfernes Plättchen P mit den Ausschnitten Sn, parallel zu den Lichtstrahlen, die von der Beleuchtungsquelle des Apparates (2) ausgehen, angebracht. In den Ausschnitten Sn befestigt man mittelst Anziehschrauben Sr gabelförmige Stützen g, worin sich frei drehbar kupferne, inwendig geschwärzte Röhren R befinden. Durch die kleinen Rollen Rl werden die Röhren mittelst einer Schnur S vom Motor in Bewegung gebracht.

Das Präparat, das zwischen zwei Deckgläschen eingeschlossen ist, wird mit Hilfe von Haltern h

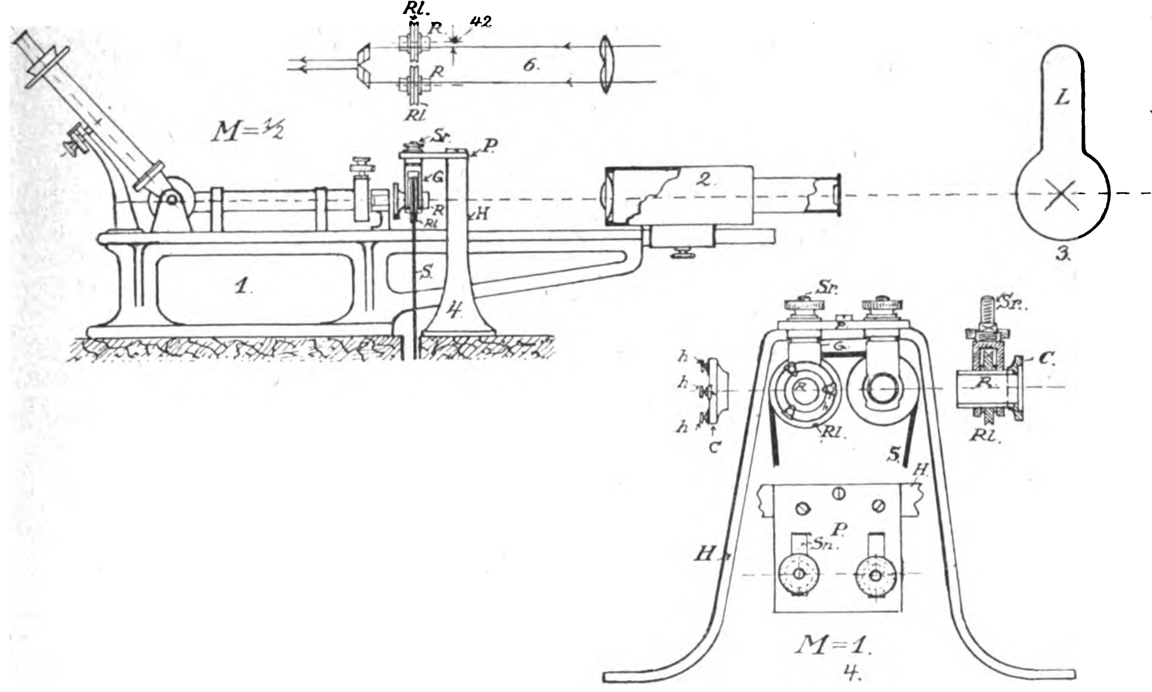


Fig. 1.

gefärbte Faser erscheinen als das Licht polarisierende Medien. Da die Beobachtungen und Messungen der Absorption mittelst des Polarisations-Spektrophotometers von König-Martens vorgenommen werden, so war es notwendig, den Einfluß der Polarisation auf das Ablesen auszuschalten. Unsere Beobachtungen haben gezeigt, daß es zum Zwecke der Depolarisation genügt, das zu untersuchende Objekt zu zerkleinern und demselben eine Drehbewegung zu geben.

Um dem zu untersuchenden Präparat eine Drehbewegung zu geben, wurde eine besondere Vorrichtung konstruiert, die in folgendem besteht (s. Fig. 1): An einem hufeisenförmigen Gestell H (4), das zwischen dem Spektrophotometer (1) und dem Beleuchtungsapparat von Martens (2) aufgestellt

[1]) T. C. Porter, Proc. of the Royal Soc. **70** (1902), p. 315; H. E. Ives, Phil. Mag. (1912), p. 358.

in einen besonderen zylindrischen Rahmen eingestellt. Dieser Rahmen wird auf das Ende der aus der Gabel hervorstehenden Röhre aufgesetzt. Da es nun nötig ist, das Präparat zu ersetzen, die Lage des Präparates jedoch während der Untersuchung möglichst nahe dem Kollimatorspalt des Spektrophotometers sein muß, so muß man durchaus die Möglichkeit haben, das Röhrchen mit dem Präparat von dem Spalt zu entfernen, was auch vermittelst der Anziehschraube Sr geschieht; man schraubt sie los und kann dann bequem das Präparat durch den Ausschnitt Sn entfernen. Fig. 7 enthält den Gang der Strahlen (6) durch das Präparat. Das Präparat wird in folgender Weise bereitet. Auf das mit einem Pergamentblättchen versehene Deckgläschen (N 3), werden vermittelst eines Glasstäbchens 2 bis 3 Tropfen mit Xylol oder mit Benzol (1 : 1) verdünnten Kanadabalsams aufgetragen; dann wird eine be-

stimmte Gewichtsmenge zerschnittener Fasern auf dem Deckgläschen gleichmäßig ausgebreitet. Es ist vorteilhafter, die farbigen Präparate auf weißem Grunde auszubreiten. Das Deckgläschen mit den gleichmäßig verteilten Fasern bringt man in den Trockenschrank, wo man es 10′ — 15′ bei einer Temperatur hält, die 80° C nicht übersteigt.

Über 80° C das Präparat zu erhitzen, ist nicht ratsam, da dabei einige Farbstoffe[1]) einer gewissen Veränderung unterliegen. Das Erhitzen erfolgt zu dem Zwecke, um das Xylol und die Luftbläschen zu entfernen. Nachdem man das Präparat aus dem Trockenschrank herausgenommen hat, wird dasselbe mit einem Tropfen dickflüssigen Kanadabalsams, der bis auf 80° C erwärmt ist, begossen, und mit dem Deckgläschen in der Weise bedeckt, daß sich keine Luftbläschen bilden können. Das Präparat wird nun an den Rändern mit einem Gemenge aus Wachs und Paraffin (1 : 1) zugeklebt.

Die in solcher Weise hergestellten Präparate zeichnen sich durch Gleichartigkeit und Reinheit aus. Einige Farbstoffe werden aus der gefärbten Faser durch den Kanadabalsam, oder genauer gesagt, durch das Xylol, das gewöhnlich im Kanadabalsam enthalten ist, extrahiert. Zu den Fasern, die durch den Kanadabalsam extrahiert werden, gehören einige Farben aus der Gruppe der Azofarben (*p*-Nitroanilin, *α*-Naphtylamin u. a.), die Naphtol-Azofarben u. a. Allein der Mehrzahl der Farbstoffe gegenüber verhält sich der Kanadabalsam indifferent. In den seltenen Ausnahmefällen, wenn der Kanadabalsam nicht angewandt werden kann, kann man ihn durch Ölfirnis (gekochtes Leinöl)[2]) ersetzen, der keine Farben extrahiert. In den Fällen, wo man es mit einem Präparat aus Gewebe zu tun hat, vereinfacht sich die Herstellung ganz bedeutend.

Das ausgestanzte Stücken Gewebe, das vorher durch Trocknung wasserfrei gemacht ist, wird direkt in einem Tropfen verdünnten Kanadabalsams auf dem Deckgläschen ohne eine Pergamentunterlage eingelegt, wird dann erwärmt und dann mit dem Deckgläschen vermittelst eines Tropfens dickflüssigen Kanadabalsams zugedeckt. Die übrigen Maßnahmen bleiben dieselben wie bei der Herstellung eines Präparates aus zerkleinerter Faser. In den Fällen, in denen wir es mit einem Appreturgewebe zu tun haben, ist es notwendig, bevor wir darangehen, daraus ein Präparat herzustellen, aus demselben die Appretur[3]) (Fette, verdickende, klebende und andere Substanzen) zu entfernen.

Unsere Beobachtungen haben gezeigt, daß bei Untersuchung gefärbter Fasern im durchfallenden Lichte bei den angegebenen Bedingungen (Brechungskoeffizient des Mediums 1,54, Öffnung des Kollimatorspaltes 0,1 mm), das allergünstigste Verhältnis zwischen der wägbaren Masse des Farbstoffes und der Faser, ferner zwischen der Größe der Fläche, auf der die Fasern verteilt sind, und zwischen der Lichtintensität das folgende ist:

der Farbstoff mg		die Faser mg		die Fläche des Präparats mm^2		Intensität der Lichtquelle HK
0,1	:	10	:	250	:	500

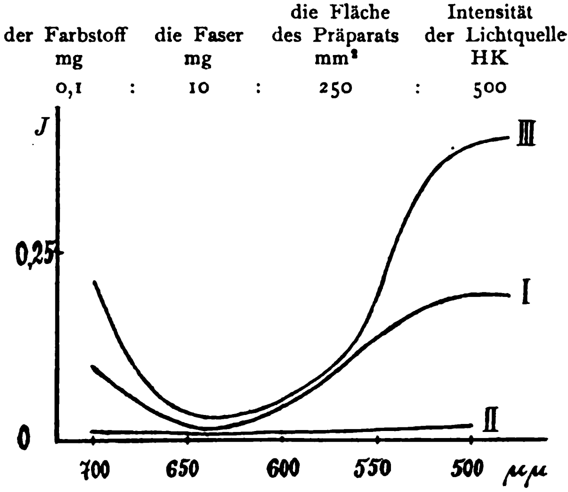


Fig. 2. (Tab. 3, 4 und 8.) Brillantgrün extra konz. (Gr) auf Seide $c = 0{,}44\,\%$.

Die in der vorliegenden Arbeit angeführten Werte gelten für Seidenfasern. Die Untersuchung wurde in folgender Weise ausgeführt. Von einer bestimmten Gewichtsmenge zerkleinerter Fasern, die auf einer Fläche bestimmter Größe des Deck-

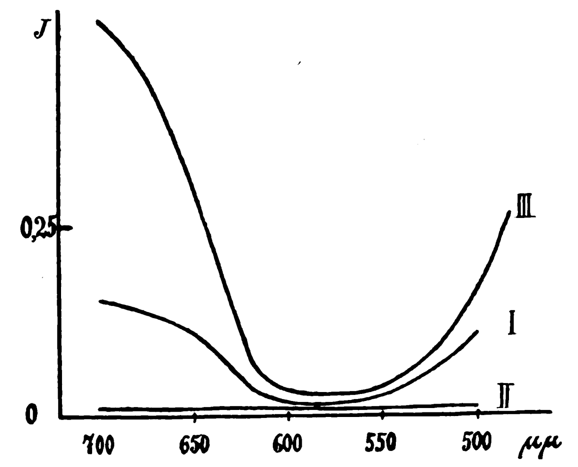


Fig. 3. (Tab. 5, 6 und 9.) Kristallviolett chem. rein (M) auf Seide $c = 0{,}234\,\%$.

[1]) S. Wawilow, Zeitschr. f. phys. Chemie (1914), LXXXVIII, 13 III; G. Friedländer, Nachrichten d. Moskauer Manufakt. Gesellschaft (1913), S. 709.

[2]) N. Kultschitzky, Die Lehre vom Mikroskop und die Technik mikroskopischer Untersuchungen, Charkow (1909), S. 142.

[3]) W. Massot, Kurze Anleitung zur Appretur-Analyse, Berlin (1900), S. 80—86; P. Hermann, Koloristische und textilchemische Untersuchungen, Berlin (1903), S. 218.

Tabelle 2.

Farbstoffe	Lösungsmittel: Wasser $n = 1,34$		Lösungsmittel: Äthylalkohol $n = 1,36$	Baumwolle $n = 1,56$	Wolle $n = 1,56$	Seide $n = 1,56$
	Formánek	Woronkoff	Formánek	Woronkoff	Woronkoff	Woronkoff
Fuchsin Diamant kl. Krist. (C)[1]	—	540,0	—	540,0 555,0[2]	—	556,3
Fuchsin Diamant (By)	546,5	—	554,6	550,0	—	—
Fuchsin f. Bakter. (Gr)	—	540,0	548,7	—	—	557,5
Methylviolett B 1 (C)	—	580,0	—	—	595,0	592,5
Methylviolett B (By)	585,7	—	585,0	587,5	—	—
Methylviolett B (Gr)	—	—	—	—	—	596,8
Kristallviolett ch. r. (M)	—	588,5	—	—	—	600,0
Brillantgrün ext. konz. (Gr)	623,0	624,0	627,5	635,0	—	640,0
Fuchsin S (C)	—	546,8	—	—	—	563,9
Formylviolett S 4 B (C)	543,0 599,7	543,8	595,5 549,5	—	—	599,8
Säuregrün ext. konz. (C)	633,5	633,8	633,5	—	—	651,7
Cyanol FF (C)	613,2	—	610,2	—	—	622,0
Erythrosin D (C)	526,7 490,5	—	534,0 495,0	—	—	542,0
Rhodamin B (Gr)	—	551,5	—	556,3	—	558,9
Rhodamin B (C)	—	553,0	—	—	558,8	560,0
Rhodamin ext. B (By)	556,5	—	547,3	566,3	—	—
Safranin S Nr. 150 (C)	—	—	—	—	—	535,8
Methylengrün B (By)	660	—	655,2	665,0	—	—
Neumethylenblau N (C)	588,0 636,4	—	631,1	610,0	—	—
Naphtindon BB (C)	542,5	—	602,5 560,3	600 608,3[3]	—	—
Indazin M (C)	593,5 555,0	—	584,5	598,5 610,0[3]	—	—
Immediatreinblau in Pulv. konz. (C)	625,8 582,0	—	582,3	600,0	—	—
Kongorot (By)	497,0	—	—	500	—	—
Diaminrosa BD (C)	—	—	—	530,0 530,0[2]	—	530
Benzopurpurin 4 B (By)	—	—	—	505,0	—	—
Diaminrot 4 B (C)	—	—	—	512,5 512,5[2]	—	550,0 520,0
Diaminechtrot F (C)	498,0	—	—	—	—	532,5
Brillantcrocein M (C)	—	—	—	—	—	545,0
Ponceaux R (M)	499,5	502,5	—	—	—	515,0
Bismarckbraun (By)	—	—	—	460,0	—	—

Hierbei erachte ich es für meine Pflicht, meinen herzlichen Dank den Herren Professoren N. E. Uspensky, A. W. Zinger, G. W. Wulf, P. P. Petroff, J. W. Samoiloff auszusprechen für die gewährten nützlichen Ratschläge und die freundliche Überlassung der Apparate.

[1]) (C), (By), (M), (Gr) sind die Abkürzungen der Namen der Farbstoffwerke: (By) Farbenfabriken vorm. Fr. Bayer & Co. in Elberfeld; (C) Leopold Casella & Co. in Frankfurt a. M.; (M) Farbwerk vorm. Meister, Lucius & Brüning in Höchst a. M.; (Gr) Dr. G. Grübler & Co. in Leipzig. [2]) Mercerisiert. [3]) Tanniert.

Tabelle 3.

$n = 1,54$. Brillantgrün extra konz. (Gr) auf Seide $c = 0,44\,\%$
$\alpha_0 = 39^0,8$

λ in $\mu\mu$	700	680	660	650	645	640	635	630	620	600	580	570	550	520	500	480
α^0	51,3	59,0	65,5	70,2	71,0	71,3	71,2	70,6	68,2	60,8	56,0	52,3	46,5	42,7	41,9	41,7
J	0,096	0,054	0,031	0,020	0,018	0,017	0,017	0,019	0,024	0,047	0,068	0,090	0,135	0,177	0,187	0,189

gläschens gleichmäßig verteilt ist, wird auf oben gezeigte Art ein Präparat hergestellt. Letzteres wird normal zum Lichtstrahl zwischen der Lichtquelle und dem Kollimatorspalt des Spektrophotometers, möglichst nahe dem letzteren, aufgestellt. Während der Beobachtungen wird das Präparat in Drehbewegung versetzt. Die spektrophotometrischen Messungen werden auf gewöhnlichem Wege ausgeführt.

Mit Hilfe der oben beschriebenen Methode

wurde an Fasern eine Reihe Farbstoffe, die ihrer chemischen Konstitution nach verschiedenen Gruppen angehörten, untersucht. Die Untersuchungsresultate sind in Tabellen und Absorptionskurven angegeben. Hier ist die Tabelle 2 aller von uns untersuchten Farbstoffe unter Benennung der Lösungsmittel und der Angabe des Hauptmaximums der Absorption angeführt. Als Vergleichsmaterial sind für einige Farbstoffe die Resultate Formáneks für wäßrige und alkoholische Lösungen angeführt. In vielen Fällen ist das Absorptionsmaximum als mittleres Resultat aus einigen Beobachtungen genommen, die unabhängig voneinander angestellt worden sind.

Die Absorptionskurven für gefärbte Fasern, die im durchfallenden Lichte untersucht sind, sind mit (I) bezeichnet (s. Fig. 2, 3 und Tab. 3 und 5). Außerdem werden hier angeführt die Kurven für die mit Brillantgrün extra konz. und mit Kristallviolett chem. rein (u) gefärbten Fasern im Falle eines Mediums $n = 1$ (Luft) — Kurven (II) (s.) Fig. 2 und 3, Tab. 4 und 6).

Tabelle 4.

$n = 1{,}0.$

Brillantgrün extra konz. (Gr) auf Seide $c = 0{,}44\,\%$

$\alpha_0 = 5^0{,}8$

λ in $\mu\mu$	700	650	630	600	580	550	500
α^0	42,5	42,3	42,5	42,2	41,6	41,2	40,4
J	0,012	0,013	0,012	0,013	0,013	0,014	0,014

Tabelle 5.

$n = 1{,}54.$

Kristallviolett chem. rein (M) auf Seide $c = 0{,}234\,\%$

$\alpha_0 = 39^0{,}8$

λ in $\mu\mu$	700	650	620	600	570	550	500
α^0	45,50	49,5	66,1	72,1	69,7	67,8	48,9
J	0,150	0,110	0,030	0,016	0,021	0,025	0,114

Tabelle 6.

$n = 1{,}0.$

Kristallviolett chem. rein (M) auf Seide $c = 0{,}234\,\%$

$\alpha_0 = 5^0{,}5$

λ in $\mu\mu$	700	650	600	550	500
α^0	42,9	42,9	43,6	42,9	42,3
J	0,011	0,011	0,010	0,011	0,011

Eine Untersuchungsmethode mit reflektiertem Licht.

Es ergibt sich eine Reihe von Fragen in dem Falle, wenn die Notwendigkeit vorliegt, eine Untersuchung der gefärbten Fasern im reflektierten Lichte vorzunehmen; nämlich wenn es notwendig ist, diese oder jene Farbenveränderungen, die in den obersten Schichten der Fasern oder des Gewebes entstanden sind, festzustellen. Wie schon bemerkt, gehört der erste Versuch, die gefärbte Faser im reflektierten Lichte zu untersuchen, Poray Koschitz und Auschkap an. Allein der Mangel einer physikalischen Begründung der von ihnen vorgeschlagenen Methode bei den genannten Forschern reizte mich, die Bedingungen klarzustellen, die es erlauben, unter streng bestimmten Bedingungen die gefärbte Faser im reflektierten Lichte zu untersuchen.

Das Gewebe stellt einen Körper dar, der den darauf fallenden Lichtstrahl diffus zerstreut und die Reflexion des Lichtes von dem Gewebe unterliegt teilweise dem Kosinusgesetze (dem Lambertschen Gesetze). Diese Frage ist von mir in Gemeinschaft mit G. J. Pokrowsky eingehend untersucht worden in der Arbeit „Über die selektive Reflexion des Lichtes an diffus reflektierenden Körpern".[1])

Wenn auf das Gewebe ein paralleler Lichtstrahl normal auffällt, so erfolgt die Lichtzerstreuung nach dem Kosinusgesetze sowohl für Strahlen, die absorbiert werden, als auch für die Strahlen, die von dem vorliegenden Körper wenig absorbiert werden gemäß

$$J = c\,J_0 \cos i \cos r\,,$$

wobei

J_0 = die Intensität des einfallenden Lichtes,
J = die Intensität des reflektierten Lichtes bei einem Einfallswinkel i und einem Reflexionswinkel r,
c = die Konstante

bedeuten.

Sobald sich der Einfalls- und der Reflexionswinkel vergrößern, so treten um so größere Abweichungen vom Kosinusgesetze ein, je größer die Absorption für die gegebenen Lichtstrahlen ist. Schon von Umoff[2]) wurde auf die Abhängigkeit aufmerksam gemacht, die zwischen der Absorption und der Polarisation der Lichtstrahlen bei der Reflexion an diffus reflektierenden Körpern besteht. Je größer hierbei die Absorption ist, um so größer ist die Polarisation, und umgekehrt. Wenn auf eine diffus reflektierende Fläche polarisierte Strahlen fallen, so werden die Strahlen, die vom gegebenen Körper nicht absorbiert werden, depolarisiert.

Es war natürlich zu erwarten, daß eine ebensolche Abhängigkeit zwischen der Absorption und der Reflexion der Lichtstrahlen bestehen würde. Wie unsere Beobachtungen gezeigt haben, weicht die Zerstreuung des Lichtstrahls bei einem Einfalls- und Reflexionswinkels $>45^0$ bedeutend vom Kosinusgesetze ab, und zwar um so mehr, je größer

[1]) G. P. Woronkoff u. G. J. Pokrowski, Zeitschr. für Physik **20** (1924), S. 238—370.

[2]) N. Umoff, Physik. Zeitschr. **6** (1905), S. 674.

die Absorption für die einfallenden Lichtstrahlen ist. Diese Abweichung zeigt sich darin, daß der Lichtstrahl vorwiegend nach der Richtung der regelmäßigen Spiegelreflexion zurückgeworfen wird. Wie groß diese Abweichung ist, können wir an

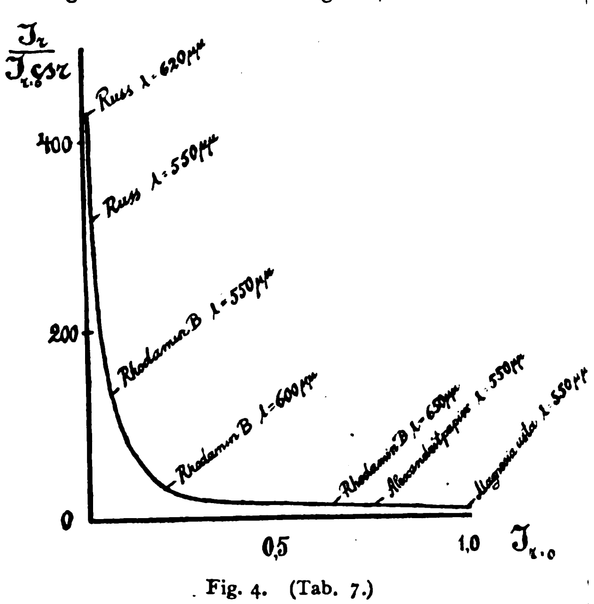


Fig. 4. (Tab. 7.)

der Kurve ersehen (Fig. 4, Tab. 7). Hierbei ist auf der Abszissenachse die Intensität des reflektierten Lichtes $J_{r=0}$, auf der Ordinatenachse die Größe $J_r / J_{r=0} \cos r$, die die Abweichung vom Kosinusgesetze kennzeichnet, aufgetragen (r ist der Reflexionswinkel und gleich 80⁰ bei einem Einfallswinkel $i = 80^0$).

Tabelle 7.

	λ in $\mu\mu$	$\frac{J_r}{J_{r=0} \cos r}$	$J_{r=0}$
Eine ideal weiße matte Oberfläche	—	1	1
Magnesiumoxyd	550	5,4	(1)
Alexandritpapier (Zeichenpapier)	550	12	0,76
Rhodamin B (Gr) auf Alexandritpapier . .	650	17	0,65
	600	32	0,20
	550	131	0,07
Schwarzes Papier . . .	600	98	—
Ruß	550	313	0,015
	620	432	0,014

Aus der gegebenen Kurve ist es ersichtlich, daß je größer die Absorption ist, um so größer relativ die Abweichung vom Kosinusgesetze wird. So z. B. im Falle von Rhodamin wird für Strahlen mit großer Absorption $\lambda = 550\ \mu\mu$ (beispielsweise das Maximum der Absorption) die Größe der Abweichung in relativen Einheiten durch die Zahl 131 ausgedrückt, aber für die Strahlen $\lambda = 650\ \mu\mu$ mit einem kleinen Absorptionskoeffizienten ist die Größe der Abweichung nicht bedeutend und gleich 17. Wenn wir hier einen Fall der Abweichung in der Abhängigkeit vom äußeren Charakter der reflektierenden Oberfläche hätten, der durch die Größe h (die Größe der Rauheit der Oberfläche) bestimmt wird, so müßte der Effekt ein entgegengesetzter sein: die Abweichung müßte für die Lichtstrahlen $\lambda = 650\ \mu\mu$ größer sein; denn je größer λ, desto mehr würde die Reflexion für den Fall $h \cos i > \lambda$ begünstigt.

Außer der erwähnten Abweichung vom Kosinusgesetze in Abhängigkeit von dem Grade der Lichtabsorption bei dem Winkel $\geqq 45^0$ beobachtet man eine regelmäßige Reflexion, die schon von der Größe h abhängig ist.

Diese beiden Ursachen entstellen das Bild der Absorption bedeutend, und so wird die Stellung des Absorptionsmaximums unbestimmt.

Um das wahre Absorptionsspektrum zu erhalten, müssen, wie unsere Untersuchungen gezeigt haben, Beobachtungen unter einem Zerstreuungswinkel von 10⁰ bei normalem Einfall des Lichtstrahles auf den gegebenen das Licht diffus reflektierenden Körper ausgeführt werden. Auf solch einem Wege werden die regelmäßig reflektierten Lichtstrahlen ausgeschieden, und außerdem sind auch die reflektierten Strahlen nicht polarisiert, was uns erlaubt, das Polarisationsspektrophotometer zu benutzen.

Das Wesen der von uns vorgeschlagenen Methode besteht in folgendem. (Fig. 5.)

Das zu untersuchende Präparat Pr in Gestalt eines Streifens von 5 mm Breite wird in einer Entfernung von 5 cm vom total reflektierenden

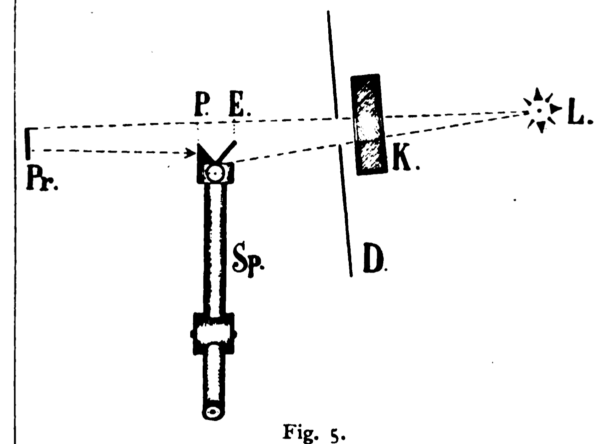


Fig. 5.

Prisma P, das sich an den Spektrophotometer anschließt, in einem besonderen Rahmen in der Fläche senkrecht zum Spalt befestigt. Der Rahmen ist so eingerichtet, daß die Reflexion der Lichtstrahlen nur von dem zu untersuchenden Objekt ausgehen kann. Der parallele Lichtstrahl der Bogenlampe L fällt auf das Präparat und man

Tabelle 8.

Brillantgrün extra konz. (Gr) auf Seide $c = 0{,}44\,\%$

λ in $\mu\mu$	700	680	670	660	650	640	635	630	620	610	600	580	560	550	540	520	500	480
α^0	41,8	31,1	26,3	22,0	19,2	18,0	18,2	18,3	19,3	21,0	23,1	28,4	36,8	41,0	44,5	49,1	50,2	50,5
J	0,219	0,100	0,052	0,045	0,033	0,029	0,030	0,030	0,034	0,040	0,050	0,079	0,130	0,207	0,264	0,364	0,392	0,404

Tabelle 9.

Kristallviolett chem. rein (M) auf Seide $c = 0{,}234\,\%$

λ in $\mu\mu$	700	680	650	620	610	600	590	580	570	560	550	540	520	500	480
α_0	53,9	52,7	46,4	27,3	21,7	19,4	19,0	19,0	19,3	19,7	21,0	23,0	29,8	37,7	44,6
J	0,516	0,471	0,302	0,073	0,043	0,034	0,032	0,032	0,034	0,035	0,040	0,049	0,088	0,163	0,266

untersucht die reflektierten Strahlen, die mittels des Prismas P zum Spektrophotometerspalt geführt werden, unter einem Winkel von 10^0 von der Normalen. Der andere Spalt wird von demselben parallelen Strahl durch Reflexion von irgendeiner das Licht diffus reflektierenden Fläche E beleuchtet. Um eine Erwärmung des Präparates zu vermeiden, wird auf dem Wege des Lichtstrahles ein Wasserlichtfilter K aufgestellt. Alle Teile des Apparates, die sich dem Kollimator anschließen, die Teile des Spektrophotometers und das Diaphragma D sind mit schwarzem Sammet bedeckt, um schädliche Reflexionen fernzuhalten.

Als Objekt der Untersuchung dienten Fasern gefärbten Seidengewebes. Dabei wurden von uns dieselben Untersuchungsobjekte gewählt. Der zu beleuchtende Teil des Präparates entsprach $5 \times 18 = 90$ mm². Die Spaltöffnung überstieg nicht 0,2 mm.

Von uns sind folgende Farbstoffe untersucht worden:

auf seidenem Gewebe:
- Rhodamin B (Gr) . . . . $c = 0{,}49\,\%$,
- Brillantgrün extra konz. (Gr) . . . . $c = 0{,}44\,\%$,
- Fuchsin f. Bakt. (Gr) . . $c = 0{,}19\,\%$,
- Kristallviolett ch. r. (M) $c = 0{,}121$; 0,234; 0,408; 0; 1,313 %,
- Ponceau-R. (M) . . . . . $c = 0{,}5\,\%$.

Außerdem wurde die Reflexion unter den erwähnten Bedingungen von Magnesia usta und ungefärbtem (gebleichtem) Seidengewebe bestimmt.

Die Resultate sind in den Absorptionskurven (III) (s. Fig. 2 u. 3, Tab. 8 u. 9) enthalten, wobei zum Vergleich ebenda auch die Absorptionskurven derselben Objekte, die bei durchfallendem Lichte erhalten wurden, angeführt werden.

Im Falle von Absorptionskurven in reflektiertem Lichte sind auf der Abszissenachse die Wellenlängen in $\mu\mu$, auf der Ordinatenachse dagegen die Intensität des reflektierten Lichtes J aufgetragen. Dabei ist als Einheit der Intensität angenommen die Intensität des von Magnesia usta reflektierten Lichtstrahles:

$$J = \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha}{\operatorname{tg}^2 \alpha_0},$$

worin α der Winkel ist, bei dem die Beleuchtung der Felder des Spektrophotometers bei dem zu untersuchenden Objekt gleich ist, α_0 ebenderselbe Winkel bei Magnesia usta.

Das Untersuchungsgebiet umfaßt 480 $\mu\mu$ bis 700 $\mu\mu$.

Wie aus den angeführten Kurven ersichtlich ist, kennzeichnen sie für den Fall des reflektierten Lichtes viel besser die Absorption als die Kurven in durchfallendem Lichte; der Unterschied aber zwischen dem Minimum und dem Maximum der Absorption erweist sich am größten im Falle der Kurven in reflektiertem Lichte.

Die erwähnte Methode gibt die günstigsten und genauesten Bedingungen zur Untersuchung der Farbstoffe an Fasern, da sie uns erlaubt, an die Lösung einer ganzen Reihe der wichtigsten Fragen heranzutreten, die mit der unmittelbaren Bestimmung des Farbstoffes an den Fasern und mit denjenigen Veränderungen verbunden sind, die der Farbstoff bei seinem Eindringen in die Fasern erleidet.

Um die Untersuchung der Farbstoffe sowie der Fragen, die mit deren Verwendung verbunden sind, auf einen sicheren Boden zu stellen, ist es notwendig, eine systematische Untersuchung der Absorptionsspektren der Farbstoffe an Fasern auszuführen und das gewonnene Material zu systematisieren, den entsprechenden Merkmalen gemäß, wie es Formánek in bezug auf die Farbstoffe in Lösungen getan hat.

Ich habe die Lösung einer ganzen Reihe von Fragen aus dem Gebiete des Färbens und des Ausbleichens der Farbstoffe in Angriff genommen:

1. Die Bestimmung der Abhängigkeit zwischen der Absorption des Lichtes und der

Konzentration des Farbstoffes an den Fasern;
2. die Kundtsche Regel;
3. die Einwirkung der Mercerisation und der Beizen auf die Absorptionsspektren der Farbstoffe;
4. über die Additionsmöglichkeit der Absorptionsspektren;
5. das Ausbleichen der Farbstoffe an Fasern.

Eine weitere Abhandlung wird das nötige Material zu diesen Fragen bringen.

Zusammenfassung.

Die vorliegende Arbeit ergab als Resultat zwei neue Untersuchungsmethoden von Farbstoffen unmittelbar an der Faser in durchfallendem und in reflektiertem Lichte.

Das Wesen der Methode in durchfallendem Lichte besteht in folgendem.

Ein bestimmtes Gewichtsquantum der zu untersuchenden Fasern wird auf einem Deckgläschen auf einer Fläche von bestimmtem Ausmaße in einem Medium, dessen Brechungskoeffizient (Kanadabalsam $n_m = 1{,}54$) nahe demjenigen des Farbstoffes ($n_m = 1{,}56$) liegt, aufgetragen, wodurch eine genügende Durchsichtigkeit des Präparates eingefallenden Lichtstrahlen gegenüber erreicht wird.

Um den Spalt des Spektrophotometers gleichmäßig zu beleuchten, wird die Faser zerkleinert, und das Präparat, das auf die oben beschriebene Weise hergestellt ist, wird in eine Drehbewegung versetzt, bis jedes Flimmern aufhört.

Das Wesen der Methode in reflektiertem Lichte besteht in folgendem:

Ein schmaler Streifen des zu untersuchenden Objekts in einer Breite von 5 mm wird normal zu den einfallenden Lichtstrahlen eingestellt und die reflektierten Lichtstrahlen werden mit Hilfe eines Spektrophotometers unter einem Winkel von 10^0 nach dieser oder jener Richtung von der Normalen untersucht.

Mit Hilfe der erwähnten Methoden wurden die Absorptionsspektren einer ganzen Reihe von Farbstoffen an Fasern bestimmt.

Zum Schluß fühle ich mich auch veranlaßt, meinem geschätzten Mitarbeiter G. J. Pokrowsky meinen herzlichsten Dank für seine tätige Mithilfe bei den Untersuchungen auszusprechen.

Laboratorium für Physik der Farben und Farbstoffe am Volkswirtschaftlichen Institut Karl Marx.

(Eingegangen am 1. November 1923.)

Berichtigung.

Der Name des Herrn Verfassers des Aufsatzes „Beitrag zur Erklärung der elektrischen Anziehung, die als Johnsen-Rahbek-Phänomen bezeichnet wird" in Nr. 1 dieser Zeitschrift, S. 29 ist nicht J. Waszik sondern J. Wasik.

Besprechungen.

Study, E., **Mathematik und Physik**, eine erkenntnistheoretische Untersuchung. Sammlung Vieweg, Heft 65, 31 S. Braunschweig 1923. G.-Z. 1,50 M.

Study, E., **Denken und Darstellung.** Logik und Werte, Dringliches und Menschliches in Mathematik und Naturwissenschaften. Sammlung Vieweg, Heft 59. 43 S. Braunschweig 1923. G.-Z. 2,00 M.

Die erste Schrift ist hervorgerufen durch eine Kritik von Aloys Müller in den „Naturwissenschaften" (1917, S. 341, 362 u. f.) über den Fiktionsbegriff im Anschluß an Vaihingers Philosophie des „Als ob", wendet sich gegen die dort getroffene Unterscheidung von Fiktionen und Idealisierungen und versucht eine klare Abgrenzung der Mathematik und der Physik in erkenntnistheoretischer Hinsicht herbeizuführen. „Was ist der Mathematik zuzurechnen, was ist spezifisch-physikalisch in der theoretischen Physik, und wie geht es zu, daß sich Teile der Mathematik überhaupt mit der Physik zu einer höheren Einheit verbinden lassen?" Die allgemein üblichen Anschauungen, wonach die Eigenschaften des physikalischen Raumbegriffs schlechthin aus denen des Euklidischen (also geometrischen) Raumes abgeleitet werden, sind unzulänglich. Selbst Kants „Raum" ist ein „nicht analysiertes Gemisch von Begriffen der Mathematik, der Psychologie und der Physik." Wenn man die Mathematik auf Grund der Forschungen von Dedekind und G. Cantor als einen Grenzzustand auffaßt, der dadurch charakterisiert werden kann, daß zur Mathematik als Wissenschaft „das Rechnen mit natürlichen (positiven, ganzen) Zahlen gehört und alles was darauf gegründet werden kann, weiter nichts", so ergibt sich, daß der mathematische Bestandteil der theoretischen Physik sich „arithmetisieren" läßt. Sonach besteht der Gedankeninhalt der modernen Physik aus drei Teilen mit verschiedenem erkenntnistheoretischen Charakter: ein mathematischer mit der Methode der Deduktion, ein experimentell-induktiver Teil und zwischen beiden ein Grenzgebiet mit der Methode der Idealisierung. Grenzgebiet und mathematischen Teil pflegt man als theoretische Physik zusammenzufassen.

Das andere Bändchen ist eine rein polemische Schrift, die gegen M. Paschs „Mathematik und Logik" (Leipzig 1919) gerichtet ist und neben anderen als Kernfrage in der Mathematik aufwirft: „Was ist wertvoll?" Die von Pasch getroffene Unterscheidung zwischen „derber" und „heikler" Mathematik wird kernhaft und temperamentvoll widerlegt. „Seine derbe Mathematik ist nichts Reinliches, es fehlt ihr die Würde." Die Mathematik kann anderen Wissenschaften als Vorbild dienen; dann muß es aber zu ihren Unterrichtszielen gehören, ein Gefühl für die Notwendigkeit genauen Ausdrucks zu erwecken und das Zutrauen in die Zuverlässigkeit längerer Schlußketten zu stärken.

Man wird — auch wenn man dem Verfasser nicht auf allen Wegen folgen will — doch die beiden Schriften nicht ohne Befriedigung aus der Hand legen. Besonders die zweite Schrift enthält eine Fülle von köstlichen, erfrischenden Beispielen und Hinweisen, über die nachzudenken der Mühe wert ist. Unter diesem Gesichtspunkt wird man sie als wertvolle Beiträge zu der in der Gegenwart wieder mehr hervorgetretenen Wissenschaftslehre betrachten können.

Gelfert.

Urban, F. M., **Grundlagen der Wahrscheinlichkeitsrechnung und der Theorie der Beobachtungsfehler.** 274 S., 6 Abb. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1923.

In zunehmendem Maße und mit sichtlichem Erfolge bedienen sich die verschiedensten Wissensgebiete der Methoden der Wahrscheinlichkeitsrechnung: Technik, Biologie, Meteorologie, Psychologie, Bevölkerungslehre können heute nicht mehr ohne sie auskommen. Damit entsteht aber das Bedürfnis, die „Grundlagen" dieser Disziplin im weitesten Sinne des Wortes (d. h. nicht nur die mathematischen) eingehenderer Betrachtung zu unterziehen. So unterscheidet

sich das vorliegende Buch von der Mehrzahl der bestehenden Lehrbücher insbesondere dadurch, daß es nicht eine Aneinanderreihung verschiedenartiger Probleme und Theoreme bringt, sondern aus einheitlichen Gesichtspunkten das System der Wahrscheinlichkeitstheorie aufzubauen sucht.

Die ersten drei Kapitel bilden tiefgehende Erörterungen über die Begriffe „Zufall" und „Wahrscheinlichkeit", wobei durch trefflich ausgewählte Beispiele aus allen Gebieten das Interesse stets wachgehalten und das Verständnis erleichtert wird. Besonders anziehend machen diesen Teil die vielen historischen Hinweise; daß gerade die hervorragendsten Denker sich den hier vorliegenden Problemen zugewandt haben, und daß kaum einer unter ihnen ist, dem nicht Irrtümer untergelaufen wären, zeigt eben die Notwendigkeit, die Wahrscheinlichkeitstheorie sorgfältig zu fundieren. Nach Besprechung der verschiedenen Lehren vom Zufall entscheidet sich der Verfasser für die logische Auffassung vom Zufall; die mathematische Wahrscheinlichkeit wird definiert als das Verhältnis der Mächtigkeiten einer Teilmenge zur Gesamtmenge.

Diese Zurückführung des Wahrscheinlichkeitsbegriffes auf Begriffe der Mengenlehre erweist sich dann in der Tat als sehr fruchtbar, sie gibt dem folgenden 4. Kapitel „Wahrscheinlichkeitsrechnung" ein überraschend einheitliches Gepräge. Die Ableitung der Grundtheoreme (Additions-, Multiplikationstheorem, Bernoulli, Poisson, Tschebytscheff, Bayes, Methode der kleinsten Quadrate) läßt besonders den logischen Zusammenhang deutlich hervortreten. Auch hier ist die Darstellung trotz großer Ausführlichkeit doch lebendig, dank vor allem der Berücksichtigung klassischer Spezialprobleme.

Den Abschluß bildet ein 5. Kapitel über die Grundlagen der Theorie der Beobachtungsfehler, in welchem besonders die Bedeutung der „psychometrischen Funktionen" klargelegt wird.

Der Natur der Sache nach kann das Buch nicht als eine Einführung in die Wahrscheinlichkeitsrechnung angesprochen werden, es sei denn, man rechnet es zu jenen Einführungen, die man erst zur Hand nimmt, nachdem man sich gründlich in die Materie hineingearbeitet hat. Dementsprechend sind auch die mathematischen Herleitungen sehr knapp gehalten. Vielleicht ist die Ansicht etwas zu weitgehend, daß mit der Aufstellung des mathematischen Ansatzes das eigentliche Problem der Wahrscheinlichkeitsrechnung gelöst sei; es gibt doch wohl eine ganze Zahl rein mathematischer Methoden, welche der Wahrscheinlichkeitsrechnung eigentümlich sind; von diesen findet man wenig in dem Buch. Jedenfalls aber bietet es jedem, der erst einmal mit den eigentümlichen Reizen dieser Disziplin bekannt geworden ist, eine Fülle von Anregungen und Perspektiven, wie sie derjenige, der nur die seinem Spezialgebiet eigenen Anwendungsarten kennt, nicht vermuten würde. W. Bothe.

Barkhausen, H., **Elektronenröhren.** 124 S., 54 Abb. S. Hirzel, Leipzig 1923.

Die vorliegende Broschüre enthält von einem vom Verfasser geplanten vollständigen Werk über Elektronenröhren die beiden ersten Teile: 1. Elektronentheoretische Grundlagen und 2. Verstärkung schwacher Wechselströme. Sie ist eine Erweiterung einer im Jahre 1917 abgefaßten Dienstschrift und eine Zusammenfassung der Veröffentlichungen des Verfassers über diesen Gegenstand im „Jahrbuch für drahtlose Telegraphie". Durch diese Entstehung aus der damaligen Dienstschrift ist es erklärt, daß die Anführung von Literaturstellen nicht eine solche ist, wie man sie in einem heute über diesen Gegenstand neu abgefaßten Werke treffen würde, und die man in der Tat etwas vermißt.

Die Darstellung in dem vorliegenden Werke ist entschieden klar, leichtfaßlich und vollständig. Auch die Grundlagen über Elektronenemission sind für den Praktiker geeignet, ohne ihn mit einer für ihn unverwendbaren Rechnerei zu belasten. Die gut aufgebauten Auseinandersetzungen über die Hauptprinzipien sind öfters mit interessanten kleinen Einzelheiten versehen, die nützlich zu wissen sind. Auch die quantitativen Angaben über die notwendigen Höhen des Vakuums sind im Gegensatze zu denen in manchen anderen Werken als recht zutreffend zu bezeichnen, ebenso sind die Verhältnisse bei Heizungsänderung usw. im ganzen richtig auseinandergesetzt. Allerdings muß die dort von einem anderen Autor übernommene Lebensdauertabelle als gänzlich falsch bezeichnet werden. So ist z. B. die Lebensdauer eines Glühfadens bei Herabgehen auf die halbe Milliampere-pro-Watt-Zahl nicht die doppelte, sondern etwa die fünffache, und demnach liegt das Optimum der Wirtschaftlichkeit nicht bei gleichen Kosten für Heizung und Röhrenersatz, sondern etwa bei 2,5 : 1.

Die Verstärkertheorieabteilung ist ebenfalls klar und einfach geschrieben, und sie enthält die wichtigen Fälle der verschiedenen Röhrenarten und Schaltungen in ausreichendem Maße. Der Fall des Transformators mit Berücksichtigung der Kapazität hätte vielleicht etwas konkreter und anschaulicher dargestellt werden können, wenngleich die dortigen Ausführungen durchaus zutreffend sind. Lediglich über den Einfluß der Anoden-Gitter-Kapazität kann ich dem Verfasser in einigen Punkten nicht zustimmen. Die Ausführungen über den Gitterstrom und seine verschiedenen Einflüsse sind ein besonders gut ausgeführtes und vollständiges Kapitel und machen einen schön abgerundeten Eindruck.

Im ganzen ist das Buch eine sehr empfehlenswerte Einführung, die jedem, der sich in diese Materie einarbeiten will, gute Dienste leisten wird. H. Rukop.

Millikan, R. A., **Das Elektron.** Seine Isolierung und Messung. Bestimmung einiger seiner Eigenschaften. Übersetzt von K. Stöckl. X, 263 S. 32 Abb. i. T. Bd. 69 der Sammlung „Die Wissenschaft". Vieweg & Sohn, Braunschweig 1922.

Millikans Untersuchungen über das Elementarquantum sind von so weittragender Bedeutung, daß ein Buch aus seiner Hand über sein eigenes Arbeitsgebiet freudig begrüßt wird. Die Verlagsbuchhandlung Vieweg hat in Dr. Stöckl einen trefflichen Übersetzer gefunden und sich durch die deutsche Ausgabe ein entschiedenes Verdienst erworben.

Der Titel des Buches könnte den Glauben erwecken, daß es sich um ein Spezialwerk handelt, das nur für die nächsten Fachkollegen bestimmt ist. Dies trifft aber keineswegs zu. Es ist vielmehr der Wunsch des Verfassers, daß „das Buch so glücklich sein möge, die Aufmerksamkeit des Fachmanns sowie des Laien auf sich zu ziehen". Daß es des Fachmanns ganzes Interesse besitzt, braucht kaum gesagt zu werden. Für ihn ist es eine Quelle von Anregung und außerdem ein Nachschlagewerk, das er zu schätzen weiß, selbst wenn er in Einzelnem die Ansicht des Verfassers nicht teilt. Dem Nichtfachmann gibt das Buch einen leicht verständlichen Einblick in den atomistischen Aufbau der Elektrizität: es werden die wichtigsten Eigenschaften des Elektrons, der Grundeinheit der Elektrizität, beschrieben; es wird erläutert, welche Rolle diese Eigenschaften in den zwei wichtigsten Problemen der Physik unserer Tage spielen, nämlich im Aufbau des Atoms und in dem Vorgang der elektromagnetischen Strahlung. Im einzelnen werden die folgenden Fragen behandelt: ältere Anschauungen über die Elektrizität — Elektrizitätsleitung in Gasen — ältere Versuche zur Bestimmung des Elementarquants — Beweis für die atomistische Natur der Elektrizität — die Millikanschen Messungen — Vorgang der Ionisation von Gasen durch Röntgen- und Radiumstrahlen — Brownsche Bewegung in Gasen — Subelektronen — Aufbau des Atoms — Natur der strahlenden Energie.

Der Text enthält nur Rechnungen einfachster Art; soweit für ein eingehenderes Studium mathematische Beweise erforderlich sind, findet man sie in einem Anhang zusamengestellt. H. Geiger.



Born, M., **Atomtheorie des festen Zustandes (Dynamik der Kristallgitter).** 2. A. H. 4 der Fortschr. der math. Wiss. in Monogr. 262 S. B. G. Teubner, Leipzig 1923. Geh. 2,85, geb. 3,65.

Der vorliegende Band bildet nicht allein die 2. Auflage der im Jahre 1915 erschienenen „Dynamik der Kristallgitter", sondern stellt zugleich auch den 25. Artikel des V. Bandes der Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften dar. Dieser neue Zweck erforderte eine viel umfassendere Behandlung des Stoffes. Bedenkt man ferner, welche bedeutenden Fortschritte seit 1915 in der Atomtheorie des festen Zustandes erzielt worden sind, nicht zum wenigsten auf Grund der Arbeiten des Verfassers, so wird man verstehen, daß die „2. Auflage" mehr als den doppelten Umfang der alten „Dynamik" angenommen hat, obwohl aus dieser manche Teile vollständig gestrichen — wie z. B. die hübsche, leichtverständliche Einleitung — oder nur stark gekürzt übernommen sind.

Der Stoff ist in fünf Abschnitte geteilt. Die beiden ersten behandeln die Statik und Dynamik der Kristallgitter, die als Modelle der eigentlich festen Körper angesehen werden. Im III. Abschnitt, Optik, wird die elektromagnetische Kontinuumstheorie mit gittertheoretischen Betrachtungen verschmolzen, um vor allem die Punkte hervorzuheben, in denen die Gittertheorie weiter führt, als die älteren Molekulartheorien und die Kontinuumstheorie (Deutung der natürlichen Aktivität ohne Zusatzhypothesen; Zusammenhang der ultravioletten Eigenfrequenzen mit den Elastizitätskonstanten). Der IV. Abschnitt Thermodynamik bringt die Theorie der Atomwärmen und die Entwicklung der Lehre von der Zustandsgleichung fester Körper. Im V. Abschnitt Elektromagnetische Gitterpotentiale werden Raumgitter behandelt, deren Punkte elektrische Ladungen tragen. Auf der zunächst folgenden Berechnung der elektrostatischen Gitterpotentiale baut sich die Theorie der Kohäsion heteropolarer Kristalle auf, deren chemische Folgerungen besprochen werden. Für schnell veränderliche Vorgänge der Optik, einschließlich Röntgenstrahlen, muß dann die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der Kräfte zwischen zwei Partikeln berücksichtigt werden, wovon die letzten Paragraphen handeln.

Das Buch ist einzig in seiner Art, von einem Beherrscher des Stoffes geschrieben und für jeden, schon wegen des reichen Literaturnachweises, unentbehrlich, der sich mit der Theorie des festen Zustandes beschäftigen will, aber freilich keine leichte Lektüre. E. Grüneisen.

Haas, A., **Einführung in die theoretische Physik mit besonderer Berücksichtigung ihrer modernen Probleme.** 1. Bd. 301 S. mit 58 Abb. i. T. Dritte und vierte völlig umgearbeitete Auflage. Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1923.

Die erste Auflage der „Einführung in die theoretische Physik" von A. Haas hat sich rasch so viel Freunde erworben, daß eine zweite Auflage als gleichlautender Abdruck erscheinen mußte. Die nunmehr vorliegende dritte und vierte Auflage dagegen hat eine sehr weitgehende Umarbeitung erfahren, ohne daß bei beträchtlicher Vermehrung des Textes der Umfang des ganzen Werkes vergrößert wurde. Dieser Erfolg ist dadurch erreicht, daß das gesamte mathematische Rüstzeug, welches Haas in seiner Darstellung verwendet, in einigen besonderen Paragraphen und Kapiteln des ersten großen Abschnittes (über Mechanik) vereinigt ist. Insbesondere handelt es sich hier um eine Darstellung der Grundlagen der Vektorrechnung einschließlich der Tensoren und Vektorfelder, ferner um eine allgemeine Theorie der Schwingungen und der Potentialtheorie. Durch diese Zusammenfassungen sind manche Wiederholungen im Text vermeidbar geworden und die Darstellung konnte knapper gehalten werden. Es ist zweifellos unerläßlich, das Prinzip der Sparsamkeit auch in unsern Lehrbüchern streng durchzuführen, wenngleich damit auch manche Unbequemlichkeit für den Lehrer verbunden ist. Der Autor hebt im Vorwort hervor, daß durch die Abtrennung des mathematischen Apparates von den rein physikalischen Betrachtungen die empirischen Zusammenhänge zwischen den verschiedenen physikalischen Problemen besonders gut verdeutlicht werden können.

Haas ist ein Meister der wissenschaftlichen Darstellung. Er versteht es, das Wesentliche in den Gedankengängen vorzüglich herauszuarbeiten und bietet uns in seinem Buch eine schöne Übersicht über das Gebäude der neuzeitlichen theoretischen Physik. Es ist sehr zu begrüßen, daß er sich in diesen neuen Auflagen gänzlich von der althergebrachten Einteilung der Physik in Mechanik, Wärme, Elektrizität, Optik usw. lossagt und zwischen nicht-atomistischer Physik, die den ersten Band füllt und atomistischer Physik, die im zweiten Band behandelt wird, unterscheidet. Der erste Band enthält somit neben der Mechanik starrer und deformierbarer Körper nur noch die Theorie des elektromagnetischen Feldes und des Lichtes. — Das Erscheinen des zweiten Bandes der neuen Auflage ist für Anfang 1924 in Aussicht gestellt. F. Henning.

Vidmar, M., **Theorie der Kreiselpumpe.** Sammlung Vieweg, Heft 60. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1922.

Das Büchlein ist wohl als allgemeine Theorie der Kreiselpumpen gedacht, in Wirklichkeit beschränkt sich sein Inhalt völlig auf die Behandlung der Pumpen mit kleiner spezifischer Drehzahl. Die für schnelläufige Pumpen geltenden wichtigsten Gesichtspunkte sind ebensowenig berührt wie die praktisch sehr wichtige Frage der Saugfähigkeit der Pumpen.

Den vom Verfasser niedergelegten Ansichten muß in sehr vielen Punkten widersprochen werden. So wird der „theoretischen Förderhöhe" eine Bedeutung beigemessen, die ihr durchaus nicht zukommt; der Verfasser versteht darunter die nach der Stromfadentheorie aus den Abmessungen unter Annahme voller Querschnittsfüllung und verlustloser Strömung errechnete Förderhöhe, die sich von der „wirklichen" theoretischen Förderhöhe (aus effektiver Förderhöhe und hydraulischen Pumpenwirkungsgrad errechnet) bekanntlich im allgemeinen erheblich, besonders bei schnelläufigen Pumpen unterscheidet. Leider ist auch hier wieder vom „Stoß' beim Eintritt in das Lauf- bzw. Leitrad die Rede; es wiederholt sich der alte Fehler, Vorgänge, die als mehrdimensionale Erscheinungen aufzufassen sind, mit Gewalt als eindimensionale zu behandeln. Dem Spaltverlust ist eine im allgemeinen erheblich übertriebene Wichtigkeit beigelegt, insofern er für verschiedene Erscheinungen verantwortlich gemacht wird, die ganz anders begründet sind. Auf zahlreiche kleinere Unrichtigkeiten kann hier wegen des beschränkten Raumes nicht hingewiesen werden.

Im allgemeinen recht gut sind die verschiedenartigen Verlustquellen besprochen — außer was bereits beanstandet wurde — und treffende Folgerungen für Kanalformen und Beschaufelung gezogen. Das Büchlein ist in sehr frischem Ton geschrieben. Flügel.

Wien, W., **Kanalstrahlen.** Aus dem Handbuch der Radiologie, 2. Bd., herausgegeben von E. Marx. 2. A. 362 S. 333 Fig. i. T. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig 1923.

Es ist sehr zu begrüßen, daß die Wiensche Bearbeitung der Kanalstrahlen im Marxschen Handbuch nach kaum 6 Jahren in Neuauflage vorliegt. Wer in dieser Zeitspanne auf dem Gebiet der Kanalstrahlen oder auf einem Nachbargebiet mitgearbeitet hat, weiß, welche Fülle neuer Erkenntnis gerade das Studium der Kanalstrahlen in letzter Zeit gebracht hat. Die Chemie hat grundlegende Umwandlungen durch die Astonschen Arbeiten erlebt und auch die Theorie der Strahlungsvorgänge ist durch das Studium der elementaren Leuchtvorgänge an Kanalstrahlteilchen namentlich durch W. Wien selbst auf sicheren Boden gestellt worden. Zu diesen raschen Fortschritten

hat gewiß auch die Erstauflage des Wienschen Buches, das in allen Fragen dieses Gebiets ein guter Führer war, Erhebliches beigetragen.

Der Fortschritt der Wissenschaft kommt in der Neubearbeitung schon äußerlich dadurch zum Ausdruck, daß an die Stelle der 103 Paragraphen der ersten Ausgabe jetzt 165 Paragraphen getreten sind. Dieser Zuwachs ist weniger durch die Erweiterung der alten Abschnitte, als vielmehr durch Einfügung ganz neuer Kapitel bedingt. Neu oder sehr stark erweitert sind die folgenden Abschnitte: Zerstreuung, Sekundärstrahlen, Ionisation, Beobachtung der Isotopen, Abklingen des Leuchtens, und allgemeine Theorie der Lichterregung in den Kanalstrahlen.

Da das Wiensche Buch alle einschlägigen Fragen erschöpfend und aus neuzeitlichen Gesichtspunkten heraus behandelt, dürfte es nicht nur für den reinen Wissenschaftler, sondern auch für viele Forscher, die Probleme der Leuchttechnik oder ähnliche Fragen bearbeiten, ein wertvoller Führer und ein verlässiges Nachschlagewerk sein.

Erfreulicherweise entspricht auch die äußere Ausstattung dem Inhalt des Buches, so daß man hoffen darf, daß es einen guten Absatz findet. Das ist umso wünschenswerter, als der rasche Fortschritt auf diesem Forschungsgebiete auch die vorliegende Darstellung in nicht langer Zeit unvollständig machen wird. Man darf nur wünschen, daß das Buch dann wieder denselben Bearbeiter zu seiner Erneuerung findet. H. Geiger.

Bauer, H., **Chemiebüchlein. Ein Jahrbuch der Chemie,** 1. Jahrgang. Mit Beiträgen von H. Kauffmann, E. Kohlweiler, A. Koenig, V. Reuß. 88 S. 6 Abb. Franckhsche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart 1922.

Der Gedanke, die neuesten Fortschritte der Chemie einem breiteren allgemein-naturwissenschaftlich vorgebildeten Kreise in Gestalt eines „Jahrbuches" regelmäßig zugänglich zu machen, muß als glücklich bezeichnet werden. Der vorliegende 1. Jahrgang, welcher naturgemäß etwas weiter zurückgreift, bringt folgende Abhandlungen: E. Kohlweiler, Vom Aufbau der Materie; A. Koenig, Katalyse; H. Bauer, Organische Chemie; H. Kauffmann, Farbstoffe und Faserstoffe; Kleine Mitteilungen. Während der erste Aufsatz die aus der theoretischen Forschung fließende Umbildung der chemischen Begriffe in den letzten Jahrzehnten behandelt, befassen sich die übrigen mit den imposanten Fortschritten auf praktisch-chemischem Gebiet, welche besonders in Deutschland unter dem Einfluß der Kriegsjahre und der Folgezeit erzielt worden. Man darf auf den 2. Jahrgang gespannt sein. W. Bothe.

Föppl, A., **Vorlesungen über technische Mechanik.** B. G. Teubner, Leipzig und Berlin. V. Bd. Die wichtigsten Lehren der höheren Elastizitätstheorie. 4. A. XII, 372 S., 44 Abb. i. T. 1922. — VI. Bd. Die wichtigsten Lehren der höheren Dynamik. 4. A. XII. 456 S, 33 Abb. i. T. 1921.

Die beiden Bücher sind gegenüber den vorhergehenden Ausgaben nur wenig verändert. Hierzu war der verdienstvolle Verfasser angesichts des großen buchhändlerischen Erfolgs des „Föppl" durchaus berechtigt. Er kann mit Stolz auf die Tatsache verweisen, daß viele Tausende von Ingenieuren sich nach seinen Büchern unterrichtet haben und er kann getrost die Weiterentwicklung der technischen Mechanik im modernen Sinne, die im Zuge ist, jüngeren Kräften überlassen. W. Hort.

Graetz, L., **Die Physik.** I. Bd. von: Die Naturwissenschaften und ihre Anwendungen. 2. verb. und verm. A. XII, 582 S., 395, z. T. farb. Abb. i. T., 12, z. T. farb. Tf. Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1923.

Die erste Auflage ist 1916 erschienen, geschrieben als Darstellung der Physik, die, eine Wissenschaft von reichstem Gedankeninhalt, zugleich die exakteste der Naturwissenschaften und zugleich die Grundlage der Technik ist. L. Graetz zeigt sich bei der Bewältigung dieses Programms wieder als Meister der Darstellungskunst, die stets streng wissenschaftlich mit einfachen und anschaulichen Gedankengängen auch solche Dinge verständlich zu machen weiß, deren Behandlung mancher als das unbestreitbare Vorrecht der mathematischen Rechnung zu betrachten pflegt. Zahlreiche historische Vermerke, Physikerbilder und ein ausführliches Register erhöhen noch den Wert des Buches, welches in der 2. Aufl. durch Abschnitte über Atomtheorie, Quantentheorie und Relativitätstheorie vervollständigt worden ist. W. Hort.

Kennelly, A. E., **Les applications élémentaires des Fonctions hyperboliques à la science de l'ingenieur électricien.** VIII, 153 S., 30 Abb. i. T. Gauthier-Villars et Cie., Paris 1922.

Enthält eine Darstellung der bekannten Anwendungen der Hyperbelfunktionen in der Theorie der Elektrizitätsausbreitung längs einer Leitung, nebst einer Reihe durchgerechneter Zahlenbeispiele. W. Hort.

Haag, J., **Cours complet de Mathematiques spéciales.** T. III. Mécanique. VIII, 190 S. Gauthier-Villars et Cie., Paris 1922.

Dies Buch beschränkt sich auf eine Darstellung der Kinematik, Dynamik und Statik des materiellen Punktes und die Behandlung einer Anzahl von Beispielen aus diesen Kapiteln. Die Mechanik des starren Körpers oder der Systeme solcher ist nicht dargestellt. Wenn demnach der Verfasser einen schon oft begangenen Weg beschreitet, so ist doch sein Darstellungsgeschick in diesen einfachen Dingen durchaus anzuerkennen. W. Hort.

Happach, V., **Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate** in ihrer Anwendung auf Physik, Maschinenbau, Elektrotechnik und Geodäsie. Teubners techn. Leitf. Bd. 18. 74 S. 7. Abb. B. G. Teubner, Leipzig-Berlin 1923. G.-Z. kart. 1,50.

Das Bändchen wird besonders demjenigen gute Dienste leisten, der nicht regelmäßig Ausgleichsrechnungen vorzunehmen hat, aber doch häufiger in diese Lage kommt. Als Nachschlagebuch machen es vor allem die zahlreichen (62), meist vollständig durchgerechneten praktischen Aufgaben geeignet. Diese sind aus den Gebieten der Technischen Physik, Geodäsie, Elektrotechnik und der Maschinenmeßkunde entnommen und gut ausgewählt. Die theoretischen Erörterungen sind auf ein Minimum beschränkt. Mit Recht wird besonderer Nachdruck auf die Bestimmung der Genauigkeit eines Resultates gelegt; diese rechtfertigt die Anwendung der Ausgleichungsmethoden auch da noch, wo die Unsicherheit der Einzelwerte sie sonst nicht lohnend erscheinen ließe. W. Bothe.

Perrin, J., **Die Atome.** Mit Autorisation des Verf. deutsch herausg. von A. Lottermoser. 3. erw. A. XX, 213 S. Theodor Steinkopff, Dresden und Leipzig 1923.

Nach elementarer Besprechung aller Erscheinungen aus Physik und Chemie, welche wir gewohnt sind im Lichte der Molekulartheorie zu betrachten, wie Diffusion, Elektrolyse, chemische Valenz usw., wird eingehend die Brownsche Bewegung unter Berücksichtigung derjenigen Methoden dargestellt, deren Perrin sich zur Bestimmung der Loschmidtschen Zahl N bediente. Die Abschnitte in denen diese experimentellen Untersuchungen beschrieben werden, sind die wertvollsten des Buches. Von großem Interesse ist es, hier zu erfahren, daß Perrin die Loschmidtsche Zahl auch aus der Rotationsgeschwindigkeit großer Gummigutt- oder Mastixkügelchen ableiten konnte, wobei die Gleichverteilung der Bewegungsenergie auch auf die Rotation als theoretische Grundlage diente. — In dem letzten Drittel des Buches sind die übrigen Methoden behandelt, die zur Ableitung der Loschmidtschen Zahl geführt haben, wie die Methode der kritischen Opaleszenz, der Lichtzerstreuung, der schwarzen Strahlung, des elektrischen Elementarquantums und der verschiedenen radioaktiven Vor-

gänge. Den elementaren Grundlagen wird auch hier ein verhältnismäßig breiter Raum gewidmet, während die zum vollen Verständnis notwendigen theoretischen Ableitungen nur angedeutet sind. — Zum Schluß erfolgt eine Zusammenstellung aller Werte von N nach den verschiedenen Methoden; sie liegen zwischen den Grenzen 60 und $75{,}10^{22}$ pro Mol. Leider gibt der Verfasser nicht an, welche Zahl er für die wahrscheinlichste hält. — Als Anhang ist ein nur 8 Seiten umfassender Abschnitt über die radioaktiven Atome, Isotopen usw. hinzugefügt. Hier wird die Behauptung gewagt, daß der radioaktive Zerfall nicht von selbst vor sich geht, sondern daß er durch noch unbekannte äußerst kurzwellige Ultra-X-Strahlen, die vielleicht aus dem Erdinnern stammen, verursacht und nach den Gesetzen der Energiequanten geregelt wird. — Der Titel „Die Atome“ läßt mehr Einzelheiten aus der neuzeitlichen Physik erwarten als tatsächlich gegeben sind. — Die ursprüngliche Absicht des Verfassers, durch seine Versuche der Atomtheorie zur allseitigen Anerkennung zu verhelfen, hat heute, wo jeder Physiker mit der Existenz der Atome rechnet, nur noch historisches Interesse. F. Henning.

Sanden, H. von, **Praktische Analysis.** Bd. 1 des Handbuches der angewandten Mathematik. Herausgegeben von H. E. Timerding. 2. verb. Aufl. B. G. Teubner, Leipzig-Berlin 1923. G.-Z. kart. 4,60.

In verhältnismäßig kurzer Zeit erlebt das Buch seine zweite Auflage; seinen Erfolg dürfte es vornehmlich der Geschlossenheit und Klarheit verdanken, mit welcher es in elementarer Weise die gesamten Hilfsmittel des praktischen Rechners behandelt, vom Rechenschieber angefangen bis zu den numerischen und graphischen Methoden der Integration von Differentialgleichungen. Entsprechend dem leitenden Gedanken des Buches — zu zeigen, wie man mathematische Probleme bis zur ziffernmäßigen Angabe des Resultates durchführt — enthält die 2. Auflage auch praktische Übungsbeispiele. Weitere Zusätze beziehen sich auf die Methoden der Differentiation und Integration empirischer Funktionen; auch das Kapitel über ganze rationale Funktionen ist erweitert, indem auch komplexe Größen in die Behandlung einbezogen werden. Als Leitfaden für den Unterricht und auch für praktische Zwecke wird das Buch in seiner neuen Form umso willkommener sein.

W. Bothe.

Geitler, J., **Elektromagnetische Schwingungen und Wellen.** 2. A. Bd. 6 der Sammlung „Die Wissenschaft“. X, 218 S., 113 Abb. i. T. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1921.

Der Referent hat als Student die 1905 erschienene Erstauflage dieses Bändchens durchgearbeitet und erinnert sich wohl der wissenschaftlichen Anregung, die es ihm gegeben hat. In der Tat ist das Büchlein vorzüglich geeignet, den Anfänger in ein grundlegendes Gebiet der Physik einzuführen und ihn in den Geist wissenschaftlicher Forschung einzuweihen. In fesselnder Darstellung erläutert der Verfasser an Hand vorzüglicher Figuren die grundlegenden Begriffe in vier Kapiteln, die als Überschriften die Namen von Newton, Faraday, Maxwell und Hertz tragen. Stets wird gezeigt, wie sich die Probleme diesen Forschern darboten, wie sie sich zu ihnen stellten und wie sie sie durch Scharfsinn oder überragendes experimentelles Geschick lösten oder der Lösung näher brachten. Die zweite Hälfte des Buches ist der Entwicklung der zahlreichen Probleme gewidmet, für die Hertz den Weg geebnet hat. Es werden behandelt die Beziehungen zwischen elektromagnetischen Wellen und Optik, die Ausbreitung der elektromagnetischen Strahlung und die Verfahren zu ihrer Erzeugung und Beobachtung.

H. Geiger.

Jaeger, W., **Elektrische Meßtechnik.** 2. verm. A. XXII, 528 S., 581 Abb. i. T. J. A. Barth, Leipzig 1922.

Die erste Auflage von Jaegers Meßtechnik wurde hier 1920 (I. Jahrg., S. 27) besprochen. Das damals abgegebene zustimmende Urteil braucht heute nicht abgeändert zu werden, um so weniger als der buchhändlerische Erfolg des Werkes mit ihm in Einklang steht. W. Hort.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Internationaler Kongreß für angewandte Mechanik.

Vom 22. bis 26. April findet in Delft ein internationaler Kongreß statt, der sich in einer größeren Reihe von Vorträgen mit dem gegenwärtigen Stand der angewandten Mechanik: Rationelle Mechanik, Elastizitäts- und Festigkeitslehre, Hydro- und Aeromechanik beschäftigen wird. Zusammenfassende Berichte über Spannungsverteilung in plastischen Körpern, Bruchtheorie, Stabilität von Flüssigkeitsbewegungen, Grenzschichtvorgänge in Flüssigkeiten, Turbulenz der Ozeane und der Atmosphäre sind vorgesehen, also über Gebiete, die in den letzten Jahren eine bemerkenswerte Entwicklung erfahren haben.

Die holländischen Veranstalter sind die Herren Biezeno, Burgers und Schouten in Delft, Wolff in Amsterdam. Für Deutschland ist die Einladung gezeichnet durch die Herren v. Kármán, v. Mises und Prandtl. Den Physikern dürfte der Name des Herrn Bjerknes, der für Schweden zeichnet, besonders geläufig sein. Im übrigen sind in dem Komitee Amerika, England, Italien, Norwegen, Österreich, Schweiz, Tschechoslowakei vertreten.

Industrie und Forschung.

In der dem Verein deutscher Ingenieure angegliederten „Arbeitsgemeinschaft deutscher Betriebs-Ingenieure“ (Ortsgruppe Düsseldorf) hielt Professor Dr. Kessner-Duisburg einen Vortrag über: „Die Aufgaben der Versuchsanstalten von Maschinenfabriken“. Nach einer geschichtlichen Einleitung über die Entwicklung der Materialprüfung, die in Deutschland vorwiegend durch die Forschungen von Wöhler, Bauschinger, Bach, Martens, Heyn u. a. gefördert wurde, unterschied der Vortragende zwischen „Baustoffen“ und „Betriebsstoffen“. Zu den „Baustoffen“ werden alle Stoffe gerechnet, die zum eigentlichen Bau von Maschinen verwendet werden, also Gußeisen, Stahlformguß, Flußeisen, verschiedene Stahlsorten, Kupferlegierungen usw., als „Betriebsstoffe“ dienen vorwiegend Brennstoffe, Wasser, Schmiermittel und Schleifmittel. Die laufende Festigkeitsprüfung der Baustoffe und chemische Prüfung der Betriebsstoffe ist für jede Maschinenfabrik von besonderer Wichtigkeit, um sie vor Übervorteilung zu schützen. Von den „Einkäufern“ verlangte der Vortragende eine bessere technische Ausbildung und Zusammenarbeit mit der Materialprüfanstalt, die technische Lieferbedingungen vorschreiben muß. Bei hochwertigen Baustoffen wird ein Abnehmebeamter nach dem liefernden Hüttenwerk geschickt, um sich an Ort und Stelle von den verlangten Festigkeitseigenschaften der Stähle usw. zu überzeugen. Das wesentliche der Abnahmeprüfung besteht darin, Sicherheit zu gewinnen, daß ungeeignete Baustoffe von der Verwendung ausgeschlossen werden. Über den Wert der Abnahmeprüfung kann man unter Umständen in Zweifel sein. Das wichtigste Ziel, das durch Lieferbedingungen und Abnahme erreicht werden kann, ist eine gewisse erzieherische Wirkung. Als dritte Aufgabe der Materialprüfanstalt einer Maschinenfabrik ist die Aufklärung aller Brüche und Fehlstellen zu bezeichnen, die in den Werkstätten auftreten. Die praktischen Erfahrungen des Betriebs-Ingenieurs werden die wissenschaftlichen Prüfungen des Technologen nicht entbehren können. Eine besonders wichtige Aufgabe der Materialprüfanstalt sieht Professor Dr. Kessner in der Zusammenarbeit mit den Konstruktionsbüros. In gut geleiteten Maschinenfabriken sollte ein reger Gedankenaustausch über alle Werkstoffragen zwischen den Konstruktionsbüros und der Materialprüfanstalt erfolgen. In richtiger Erkenntnis der gemeinsamen Ziele und der

Wechselwirkung zwischen Konstruktionsbüro und Materialprüfanstalt werden bei der Demag Vortragskurse eingerichtet, in denen über alle Fortschritte der Metallurgie und Technologie berichtet wird.

Eine weitere sehr fruchtbringende Aufgabe erwächst der Materialprüfanstalt, die wegen ihrer vielseitigen Aufgaben besser „Versuchsanstalt" genannt wird, in ihrer Mitarbeit bei den Betriebsversuchen und auf den Versuchsständen. Viele farbige Lichtbilder erläuterten die Organisation, Einrichtung und Tätigkeit der Versuchsanstalt der Demag. Während die bisher gekennzeichneten Aufgaben im wesentlichen laufende und regelmäßig wiederkehrende Untersuchungen betreffen, besteht die letzte, vielleicht die wichtigste Aufgabe der Versuchsanstalt, in der Ausführung wissenschaftlicher Forschungsarbeiten, die sich dem eigentlichen Fertigungsgebiet der Maschinenfabrik anpassen. Hierzu gehört die Erprobung neuer Erfindungen und neuer Konstruktionen, unabhängig von den laufenden Arbeiten auf dem Versuchsstande. Die Amerikaner haben in den letzten Jahren mit großen Geldmitteln Forschungslaboratorien eingerichtet, und in Deutschland muß alles daran gesetzt werden, diesen Vorsprung wieder einzuholen, und die führende Stellung in den technischen Wissenschaften zu behaupten. Die wissenschaftliche Forschung ist die Grundlage für die weitere Entwickung unserer Industrie.

Berlin. Die Deutsche Röntgengesellschaft hält unter dem Vorsitz von Prof. Dr. med. et phil. H. Wintz-Erlangen den Kongreß des Jahres 1924 vom 27. bis 29. April im Langenbeck-Virchowhaus zu Berlin ab. Folgende Gebiete kommen zur Behandlung: 1. Tag: Diagnostik. 2. Tag: Dosimetrie (physikalisch und biologisch) für Röntgen-, Radium- und Lichtstrahlen. Allgemeinwirkung der Röntgenstrahlen. 3. Tag: Technik.

Berlin. In einer außerordentlichen Sitzung des Elektrotechnischen Vereins wird am Donnerstag, den 20. März 1924, abends 7 1/2 Uhr, im Vortragssaal des Postgebäudes Artilleriestraße 10, Herr Präsident Prof. Dr.-Ing. e. h. Dr. K. W. Wagner, über: den Frequenzbereich von Sprache und Musik (mit Vorführungen) sprechen.

Folgende Inhaltsangabe wird angekündigt: Die Kenntnis des Tonbereichs von Sprache und Musik ist für den Bau von Fernsprech- und Rundfunkanlagen von grundlegender Bedeutung. Es wird dargelegt, wie weit sich der Frequenzbereich nach dem derzeitigen Stand der Forschung erstreckt. Durch Versuche wird vorgeführt, wie die Güte der Wiedergabe von der Breite des übertragenen Tonbereichs beeinflußt wird.

Personalnachrichten.

Heidelberg. Geh. Rat Dr. Karl Strecker wurde zum außerordentlichen Mitgliede der mathematisch-naturwissenschaftlichen Klasse der Heidelberger Akademie der Wissenschaften gewählt.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin-Wilmersdorf, Südwestkorso 58 part. r., Telephon-Nr. Rheingau 2784.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Ing. Bauersfeld, Jena:
Herr Ing. Pfeiffer, Jena, Unterer Philosophenweg 19 (Fr. Zeiss).

Seitens des Herrn Dr. R. G. Berthold, Siemensstadt:
Herr Dr. Werner Espe, (Wissenschaftl. Abt. der Siemens-Schuckertwerke G. m. b. H.) Berlin-Siemensstadt, Nonnenallee 98 III.
Herr Dipl.-Ing. Erwin Reimann, (Wissenschaftl. Abt. der Siemens-Schuckertwerke) Lichterfelde-West, Sternstraße 29.

Seitens des Herrn Prof. Dr. A. Bestelmayer, Frankfurt a. M.:
Herr Dr. Fr. Voller, in Fa. Hartmann & Braun A.-G., Frankfurt a. M.-West 13.

Seitens des Herrn Prof. E. Gehrcke, Charlottenburg:
Herr Ing. Erich Neubauer, Berlin-Steglitz (in Fa. R. Fuess), Lauenburgerstraße 6.

Seitens des Herrn Dr. E. Hochheim, Mannheim:
Herr Dr. R. Brill, Heidelberg, Gaisbergstraße 1 (Chemiker in der Bad. Anilin- und Sodafabrik).
Herr Dr. Bernhard Scheifele, Heidelberg, Kronprinzenstraße 16.

Seitens des Herrn J. Holtsmark, Trondhjem:
Herr Dozent Olaf Devik, Phys. Institut, Norges Tekniske Höiskole, Trondhjem.

Seitens des Herrn Dr. H. Kuppenheim, Rudolstadt:
Herr Dr. Johannes Wiehr, in Fa. Phönix-Röntgenröhrenfabriken A.-G., Rudolstadt i. Thür.

Seitens des Herrn Dipl.-Ing. R. Weigel, Karlsruhe:
Herr cand. elektr. Otto Knoll, Karlsruhe i. B., Durlacher Allee 67 III.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. R. G. Berthold, jetzt Siemens-Schuckertwerke G. m. b. H., Wissenschaftliche Abteilung, Berlin-Siemensstadt.

Herr Dr. Walter Birnbaum, Berlin, Zietenstraße 6c, jetzt Berlin-Charlottenburg 1, Kaiserin Augusta-Allee 35.

Herr cand. phys. Fritz Fischer, Göttingen, Schildweg 3, jetzt Dr. Fritz Fischer, Berlin SW. 11, Hallesches Ufer 26 IV.

Herr Dr. E. Kleinmann, Mannheim, L. 13, 8, jetzt Heidelberg, Neuenheimerlandstraße 18.

Herr F. Michelsen, Göttingen, Schillerstraße 64 I, jetzt Dr. Fritz Michelsen, Burgdorf (Hann.), Bahnhofstraße 3a.

Herr Prof. W. O. Schumann, Jena, Sophienstraße 14, jetzt Jena, Lutherstraße 78.

Herr Dr. Targenski, jetzt Berlin-Charlottenburg, Leibnizstraße 42 III.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1924 Fünfter Jahrgang Nr. 4

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Der heutige Stand der photochemischen Versuchstechnik.

Von J. Plotnikow.

Inhalt: 1. Über die Lichtquellen. — 2. Über die Lichtthermostaten. — 3. Über die Methoden der Lichtabsorptionsmessung. — 4. Über die Herstellung des monochromatischen Lichtes. — 5. Über die Messung der Schwärzung der photographischen Platten.

1. Über die Lichtquellen.

Bei den photochemischen Untersuchungen handelt es sich um das Studium der Wechselwirkung zwischen der strahlenden Energie und der chemischen Energie. Die Eigenschaften der Erzeuger der strahlenden Energie, nämlich der Lichtquellen, und die Methoden der Messung der chemischen Eigenschaften der Reaktionen sind uns bekannt. Es handelt sich hier darum, um durch gegenseitige Anpassung dieser beiden Faktoren die Beeinflussung der chemischen Eigenschaften durch das Licht quantitativ messend verfolgen zu können.

Die chemisch umgesetzten Stoffmengen stehen in proportionalem Verhältnis zu der absorbierten Lichtenergie. Diesem photochemischen Grundgesetz von Grotthus-van 't Hoff sind alle photochemischen Reaktionen unterworfen, und dies Gesetz gibt uns zugleich auch die Richtlinien, die wir bei dem Aufbau der photochemischen Versuchstechnik zu befolgen haben. Zuerst müssen wir monochromatisches Licht erzeugen, dann den Teil desselben, der von den Reaktionskomponenten absorbiert wird, quantitativ messen und zuletzt den zeitlichen Verlauf der chemischen Umsetzungen, die unter dem Einfluß des absorbierten Lichtes stattfinden, bestimmen. Um monochromatisches Licht gewünschter Wellenlänge herstellen zu können, müssen wir im Besitz der entsprechenden Lichtquellen sein. Um dies näher zu erläutern, wollen wir die Eigenschaften der Hauptlichtquellen, die für uns in Betracht kommen können, kurz besprechen.

Sonne.

Für die wissenschaftliche quantitative Untersuchung ist diese Lichtquelle ganz ungeeignet, weil sie inkonstant ist. Bekanntlich verändert sie ihre Intensität mit der Tages- und Jahreszeit und dabei noch sehr unregelmäßig; verschiedene Faktoren, wie z. B. Nebel, Staub, Dunstschleier, Regen, Wolken, üben einen sehr großen Einfluß aus. Das Sonnenlicht ist sehr reich an Wärmestrahlen und sehr arm an ultravioletten, die sich nur bis zu der Wellenlänge 300 $\mu\mu$ erstrecken. Anders liegt die Sache mit ihrer ökonomischen Verwertung. Unser ganzes Bestreben muß dahin zielen, diese kostenlose Energiequelle so viel als möglich auszunutzen. Von den $1,3 \cdot 10^{21}$ cal, die auf die Erde fallen, wird nur ein winziger Teil für die Erhaltung unseres Lebens verwendet. Der größte Teil wird einerseits von der Atmosphäre absorbiert und andererseits zur Wasserverdunstung verwendet.

Es wäre erwünscht, für die ganze Erdoberfläche ein Sonnenkartogramm herzustellen, das uns ein klares Bild über die Lichtintensitätsverteilung nach dem Spektrum (das Ultraviolett inbegriffen) und ihre Schwankungen mit den Jahreszeiten ergibt. Dann wird man richtiger einschätzen können, welche Gebiete für bestimmte Zwecke zu verwenden sind. So enthält z. B. das Licht in der Saharawüste und in Ägypten viel Wärmestrahlen, keine ultravioletten und -violetten und sehr wenig blaue, so daß dies Licht für photochemische Zwecke ganz unbrauchbar ist, weil hier gerade die kurzwelligen Strahlen von ausschlaggebender Bedeutung sind. Deshalb erklärt sich auch die Haltbarkeit der Farben in Ägypten (die große Trockenheit begünstigt auch die Haltbarkeit). Dies Fehlen des kurzwelligen Lichtes rührt daher, daß die Atmosphäre von feinem Sandstaub getränkt ist, der diese Strahlen zerstreut und absorbiert. An Meeresküsten und auf hohen Bergen ist es gerade umgekehrt. Deshalb sind diese Gegenden für die Einrichtung photochemischer Fabriken be-

sonders geeignet, während man in der Sahara und anderen ähnlichen Gebieten die Sonnenwärme nur zur Herstellung der Kraftmaschinen verwenden könnte.[1])

Kohlen- und Metallbogenlicht.

Das Kohlenbogenlicht kann eigentlich als künstliches Sonnenlicht bezeichnet werden, denn es hat praktisch dieselbe Spektralverteilung der Lichtintensität und erstreckt sich auch bis zu 300 $\mu\mu$ im Ultraviolett. Es läßt sich durch besonders konstruierte Reguliervorrichtungen ziemlich konstant halten.

Bei Verwendung reiner Kohle ist die Lichtintensität der Kohlenbogenlampe nicht besonders groß; sie übersteigt nicht die Intensität von einigen Tausend Hefnerkerzen, die im Verhältnis zu dem Sonnenlichte, das etwa 100000 Kerzen stark ist, als sehr klein zu bezeichnen ist. Als man die mit Salzen imprägnierten Kohlen zu verwenden begann, änderte sich die Sachlage wesentlich. So z. B. konnte man bei Verwendung der Fluoride (am häufigsten CaF_2) Lichtintensitäten erreichen, die nahe an die des Sonnenlichtes herankommen. Heutzutage, nach der Erfindung der Goerz-Beck-Kohlen[2]), mit denen man bei verhältnismäßig schwachem Strom von 300 Amp. zwei Milliarden Hefnerkerzen erreichen kann, ist ein voller Umschwung in diesem Gebiete eingetreten. Diese wichtige Erfindung ist nicht nur für die Leuchttechnik, sondern auch für die technische Photochemie von weitgehender Bedeutung. Denn wir besitzen jetzt künstliche Sonnen, deren Intensität viele tausendmal größer als die der Natursonne ist, die praktisch konstant brennen und die man an beliebigem Ort mit verhältnismäßig kleinem Kraftverbrauch von etwa 50 PS. speisen kann. Das ermöglicht uns, auf einer geringen Oberfläche große Lichtkonzentrationen zu erreichen und auf diese Weise in kurzer Zeit gleiche photochemische Effekte zu erzielen, die wir nur mit stärkstem Sonnenlichte auf sehr großer Oberfläche während langer Belichtungszeit erreichen können. Dadurch verringern sich die Dimensionen der Apparatur und der Fabrik selbst sowie die Kosten derselben enorm. Auf diese Weise ist das Problem der Herstellung technischer photochemischer Produkte auf fabrikmäßigem Wege in greifbare Nähe gerückt. Es ist klar, daß man diese künstlichen Sonnen nur da verwenden wird, wo es an direktem starken Sonnenlichte mangelt und wo man viel Wasserkräfte, die den billigen elektrischen Strom liefern, zur Verfügung hat. Wenn auch die wichtigsten photochemischen Reaktionen im ultravioletten Lichte vor sich gehen, so kann man sie durch passende Wahl der Lichtkatalysatoren für das sichtbare Licht empfindlich und der Einwirkung des Sonnen- oder Kohlenbogenlichtes zugänglich machen. Für rein wissenschaftliche Untersuchungen ist das Kohlenbogenlicht auch keine geeignete Lichtquelle, weil es dazu zu wenig konstant ist, viel Wärmestrahlen enthält und ein kontinuierliches Spektrum aussendet. Das Metallbogenlicht wird dagegen fast ausschließlich für wissenschaftliche Untersuchungen verwendet, und zwar aus folgenden Gründen. (Für technische Zwecke ist es wegen seiner Lichtschwäche nicht zu gebrauchen.) Da es aber ein sehr linienreiches Spektrum der Metalle, die als Elektroden dienen, aussendet, so findet dieses Licht große Verwendung bei spektrophotographischen und spektrometrischen Untersuchungen. Dieses Licht hat noch die Vorzüge, daß es wenig Wärme- und viel ultraviolette Strahlen enthält. Will man den ultravioletten Teil noch verstärken, so nimmt man starkes Funkenlicht. Auch zur Untersuchung der Lichtreaktionen kann es mitunter verwendet werden. Hier tritt aber der Nachteil in den Vordergrund, daß das Licht punktförmig ist, und aus diesem Grunde müssen die Reaktionsgefäße von sehr kleinen Dimensionen sein, was die chemische Untersuchung sehr erschwert, manchmal überhaupt unmöglich macht; da die Intensität auch eine geringe ist, so ist die Geschwindigkeit der Reaktionen meist eine sehr geringe, was die Untersuchungsdauer sehr verlängert und die Untersuchung ebenfalls erschwert. Die Konstanz dieser Lichtquelle ist für große Zeitintervalle ebenfalls nicht besonders gut.

Quecksilberbogenlicht.

Aus dem bisher Gesagten geht deutlich hervor, daß nur die Lichtquellen für quantitative photochemische Untersuchungen brauchbar sind, die mit konstanter starker Intensität brennen, wenig Wärme- und viel ultraviolette Strahlen und dabei ein nicht allzu linienreiches Spektrum aussenden sowie eine ziemlich große Leuchtfläche besitzen. Über solche Lichtquellen, wie gefärbte Gasflammen, Geißlerröhren, Nernstlicht, Metallfadenlampen, Petroleumlampen usw., deren Eigenschaften allzu gut bekannt sind und deren Anwendbarkeit für unsere Zwecke sehr beschränkt ist, lohnt es sich nicht, hier ein Wort zu verlieren. Dagegen wollen wir uns mit einem verhältnismäßig neuen Typus der Lichtquellen, nämlich den Quecksilberbogenlampen, etwas näher beschäftigen, da sie sich am meisten der photochemisch idealen Lichtquelle nähern.

[1]) Näheres darüber s. Plotnikow, Grundriß der Photochemie. Berlin 1923. — Kausch, Die unmittelbare Ausnutzung der Sonnenenergie. Weimar 1920. — Marcuse, Umschau **27** (1923), S. 387. — Krenn, Umschau **42** (1923), S. 663.

[2]) s. G. Gehlhoff, Zeitschr. f. techn. Phys. **1** (1920), S. 47; **4** (1923), S. 138.

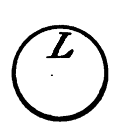
Bei der Konstruktion der Quecksilberbogenlampen wurde die Eigenschaft des Quecksilbers, den Gleichstrom zu leiten und dabei stark zu lumineszieren, zu Nutze gemacht. Bekanntlich ist das Prinzip der Konstruktion sehr einfach: In einem evakuierten Glas- oder Quarzrohr befindet sich Quecksilber, an beiden Enden des Rohres sind Elektroden angeschmolzen.

Wird durch Kippen ein Kurzschluß herbeigeführt, so leuchtet das Rohr auf und leuchtet bei normaler Stellung auch weiter, solange der Strom andauert. Je stärker der Strom ist, desto intensiver ist auch das Leuchten. Das Licht enthält nur das Quecksilberspektrum, das, wie bekannt, aus folgenden starken, ziemlich weit voneinander entfernten Linien besteht: Gelb 579, Grün 546, Blau 436, Violett 405—8, Ultraviolett 366, 313, 254.

Da es sich hier nicht um Temperatur-, sondern um Lumineszenzstrahlung handelt, so ist die Temperatur der Lampe nicht hoch; das Licht enthält fast keine Wärmestrahlen, dafür aber viele ultraviolette; falls für Konstanz der Stromspannung und der Temperatur der Umgebung Sorge getragen wird, ist auch die Lichtintensität konstant. Man kann der Lampe eine beliebige Form geben. Sie kann kugelförmig, gebogen oder gerade oder von anderer beliebiger Form sein. Die Intensität ist auch eine ziemlich große: sie variiert nämlich von 400 bis 4000 Hefnerkerzen. Je nach dem Material, aus dem das Lampenrohr gemacht ist, können wir den Reichtum des ausstrahlenden Lichtes an ultravioletten Strahlen nach Wunsch variieren. Nimmt man einfaches Glas, so erhalten wir Licht nur bis 350 $\mu\mu$, nehmen wir Uviolglas, so bis 250 und bei Quarz bis 185 $\mu\mu$. Will man das Spektrum noch linienreicher machen, so nimmt man entsprechende Amalgame.[1]) Wie zu ersehen, entspricht diese Lichtquelle den photochemischen Anforderungen am meisten. Sie hat schon eine ziemlich gute technische Vervollkommnung erreicht, erfreut sich auch einer ziemlich großen Verbreitung und ist noch weiterer Vervollkommnungen fähig. Deshalb war es selbstverständlich, daß die Methodik der quantitativen Messung der Lichtreaktionen sich an diese Lichtquelle angepaßt hat; die Form der photochemischen Reaktionsgefäße, über die in dem nächsten Kapitel die Rede sein wird, hat sich sozusagen von selbst auskristallisiert.

2. Lichtthermostaten.

Aus technischen Gründen wird den Quecksilberbogenlampen die Röhrenform gegeben, wobei die Lichtintensität in dem größten Teil der Länge nach konstant ist — ein Umstand, der für quantitative Messung von ausschlaggebender Bedeutung ist. Denn die Form des Reaktionsgefäßes wird dadurch von selbst gegeben: das Gefäß muß ebenfalls eine längliche Form besitzen und dem Lampenrohr parallelgestellt werden. Es fragt sich nun weiter, welche Form dieses Reaktionsgefäß besitzen muß. Soll es rund oder rechteckig sein? Es ist klar, daß das Gefäß derart konstruiert werden muß, daß das eindringende Licht darin gleich-



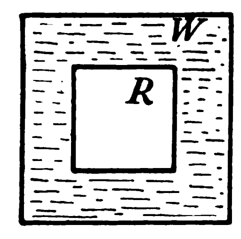


Abb. 1. Photochemisches Reaktionsgefäß außerhalb der Lichtquelle.

mäßig und äquidistant verteilt wird; denn sonst wäre eine mathematische Behandlung des Problems unmöglich. Befindet sich das Reaktionsgefäß außerhalb der Lampe, so muß es einen rechtwinkligen Schnitt besitzen, wie es in Abb. 1 abgebildet ist. Das absorbierte Licht verteilt sich gleichmäßig mit der Schichtdicke und läßt sich leicht nach dem Beerschen Gesetz gleich $A = J[1 - e^{-ipc}]$ berechnen, wo J die einfallende Intensität, i die

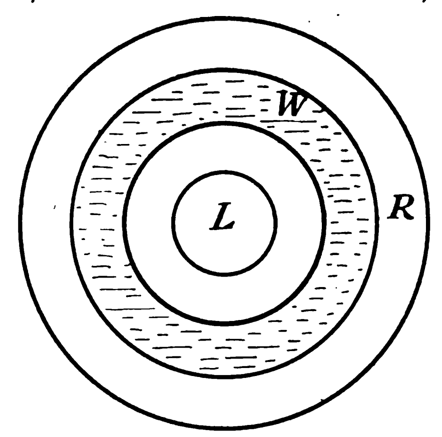


Abb. 2. Lichtquelle innerhalb des Reaktionsgefäßes.

Lichtabsorptionskonstante, p die Schichtdicke und c die Konzentration der photoaktiven Komponente bedeuten. Hier ist nur i durch besondere Messungen, über die weiter unten die Rede sein wird, zu bestimmen, die anderen Werte sind alle variable Versuchsfaktoren. Da noch für die Konstanz der Temperatur im Reaktionsgemisch und für seine gute Durchmischung gesorgt werden muß, so werden die Reaktionsgefäße mit Wassermänteln W, in denen Wasser von konstanter Temperatur zirkuliert, umgeben. Befindet sich aber die Lampe in der Mitte des Reaktionsgefäßes, so muß auch

[1]) Näheres über die Eigenschaften der Quecksilberbogenlampen s. Plotnikow, Photochemische Versuchstechnik. Leipzig 1912.

das Reaktionsgefäß, damit die obige Versuchsbedingung erfüllt ist, eine zylindrische Form, wie aus Abb. 2 ersichtlich ist, haben. Um die Monochromasie der Lichtstrahlen zu erzeugen, wird zwischen der Lampe und dem Reaktionsgefäß ein entsprechendes Lichtfilter ein-

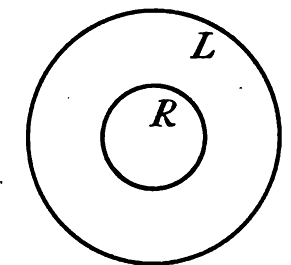


Abb. 3. Reaktionsgefäß innerhalb der Lichtquelle.

geschaltet. Über seine Herstellung wird weiter unten berichtet. Auf diese Weise sind wir zu den zwei Grundtypen der Lichtthermostaten gelangt. Es ist noch ein dritter denkbar, wo das Reaktionsgefäß sich in der Mitte der Lampe selbst befindet; also, mit anderen Worten, dieser Typus stellt eine Umkehrung des Typus 2, wo L das Leuchtrohr der Lampe und R das Reaktionsgefäß bedeutet, dar (s. Abb. 3).

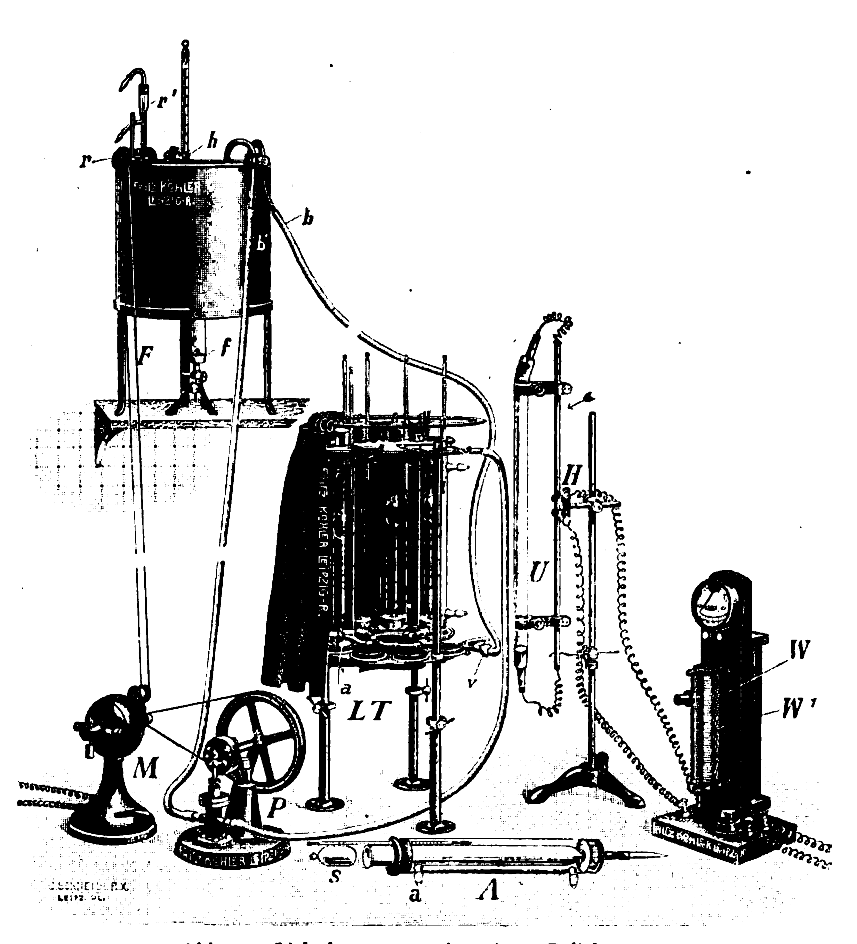


Abb. 4. Lichtthermostat mit äußerer Belichtung.

Jetzt wollen wir die Vorzüge und Nachteile von jedem dieser drei Typen näher besprechen. Bei dem ersten Typus, der „äußeren" Belichtung, können wir rings um die Lampe eine Reihe von Gefäßen aufstellen und so gleichzeitig eine Reihe von Reaktionen bei verschiedenen Konzentrationen, verschiedenen Wellenlängen, Medien oder katalytischen Einflüssen usw., aber bei denselben Lichtintensitätsverhältnissen und derselben Temperatur untersuchen. Die letztere kann eventuell auch variiert werden. Als Repräsentant eines solchen Thermostaten kann der in Abb. 4[1]) abgebildete dienen. Will man eine Reaktion unter gleichzeitiger Einwirkung verschiedener monochromatischer Strahlen auf den Reaktionsverlauf studieren, so nimmt man ein rechtwinkliges Gefäß, das von verschiedenen Seiten mit Hilfe der Spiegel (s. Abb. 5) mit einer Lichtquelle belichtet wird; auf dem Strahlenweg der verschiedenen Seiten stellt man verschiedene monochromatische Lichtfilter auf. Will man die Reaktion unter konstanter Gassättigung untersuchen, so bringt man in das Reaktionsgefäß besonders konstruierte gaszerstäubende 1-Rührer, wie aus Abb. 6 zu ersehen ist, ein. Und so kann man je nach Bedarf die äußere Form des Thermostaten auf verschiedene Weise variieren. Wo man nur kann, muß man rechtwinklige Gefäße nehmen; ist das aus irgendwelchen technischen Gründen unmöglich, so kann man auch runde Gefäße, die mit breitem Wassermantel umgeben sind, verwenden, obgleich die Berechnung des Reaktionsverlaufs dadurch bedeutend erschwert und einigermaßen approximativ sein wird. Als Repräsentant des zweiten Grundtypus ist der Thermostat Abb. 7 anzusehen. Das Lampenrohr befindet sich in der Mitte des doppelwandigen Zylinderreaktionsgefäßes konzentrisch aufgestellt, das zwecks Schutzes gegen äußere Temperaturschwankungen von außen mit Filz und Aluminiumblech bedeckt ist. Abb. 8 stellt

[1]) Alle hier beschriebenen Lichtthermostaten sind von Prof. Plotnikow konstruiert und von der Firma F. Köhler in Leipzig in den Handel gebracht worden. Die nähere Beschreibung befindet sich in der „Photochemischen Versuchstechnik" des Verfassers vom Jahre 1912, in der „Allgemeinen Photochemie" von 1920 und in den Katalogen der Firma F. Köhler.

eine Modifikation desselben Lichtthermostaten, an die neue Konstruktion der Quarzquecksilberlampe angepaßt dar. Sie brennt vertikal. Das Reaktionsgefäß ist ebenfalls aus Quarz. Bei der ersten Form

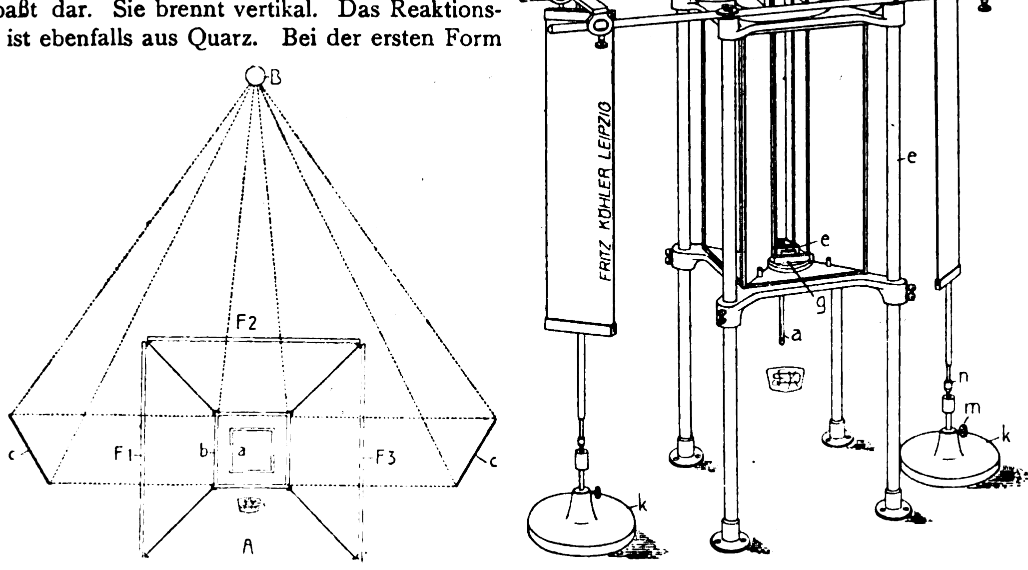


Abb. 5. Farbenlichtthermostat.

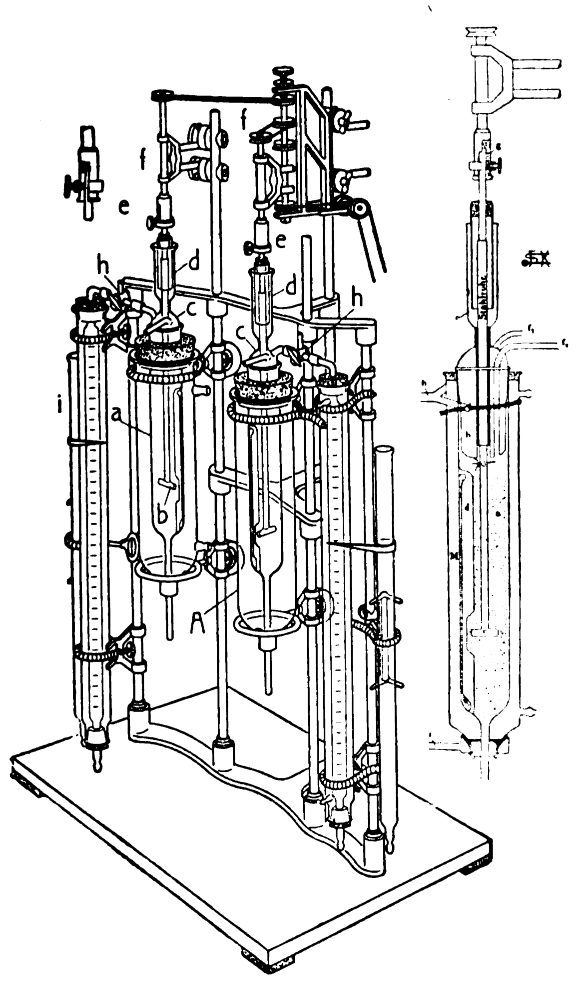


Abb. 6. Lichtthermostat mit konstanter Gassättigung.

wird der ganze Apparat zwecks Zündung umgekippt, hier wird die Lampe erst herausgenommen, angezündet und dann hineingestellt. Abb. 9 stellt diesen Typus in seiner einfachsten Form dar, wo die Lampe mit ihrem Schutzrohr direkt in das Reaktionsgemisch eingetaucht wird. Der dritte

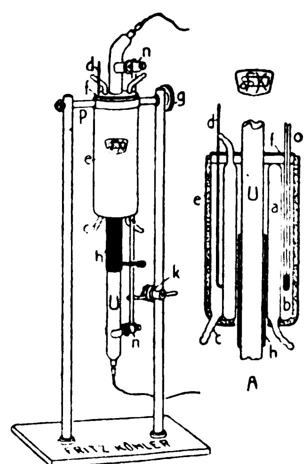


Abb. 7. Lichtthermostat für innere Belichtung.

Typus ist in Abb. 10 abgebildet (Konstruktion von Coehn). Die Lampe stellt ein breites doppelwandiges Rohr dar, in dessen Mitte sich das schmale Reaktionsrohr befindet.

Die Vorzüge des zweiten Typus sind die, daß man die ganze Lichtenergie der Lampe ausnutzt und, wenn es nötig ist, auch den Luftzwischenraum zwischen Reaktionsgefäß und Lampe ganz ausschaltet, aber dafür kann man nur eine Reaktion untersuchen.

Beim dritten Typus ist das quantitative Erforschen schon viel schwieriger, weil das Lichtfeld bei dieser Breite des Lampenrohrs nicht ganz gleichmäßig

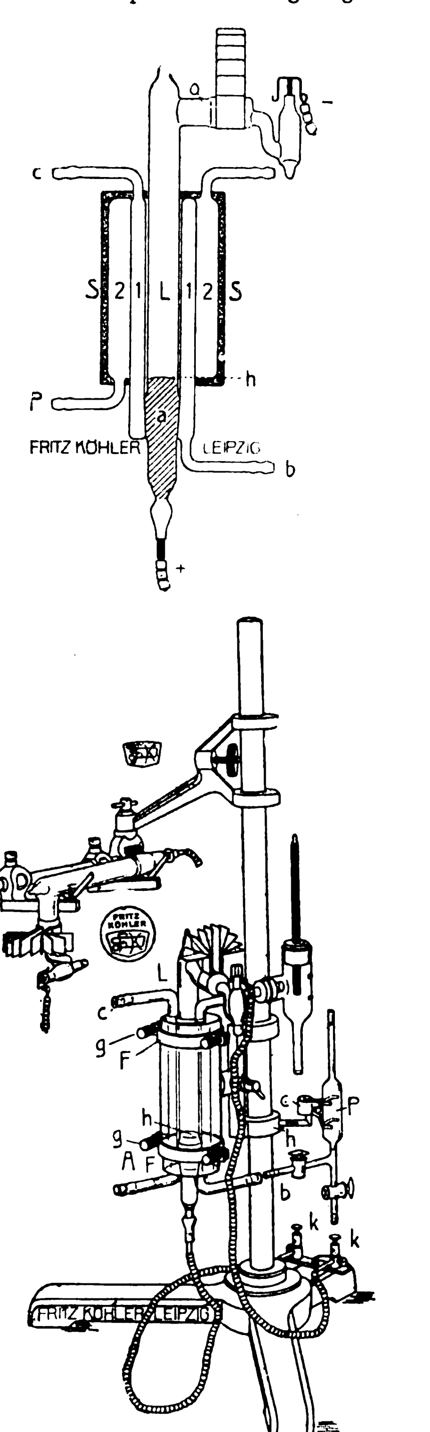


Abb. 8. Quarzlichtthermostat für innere Belichtung.

ist und zum Ausgleich durch einen Magneten rotiert werden muß; die Temperatur ist auch schwer regulierbar und die Intensität nicht präzis bestimmbar.

Diese Lichtthermostaten gestatten uns, die Reaktionen bei konstantem monochromatischem Lichte, konstanter Temperatur und quantitativ bestimm-

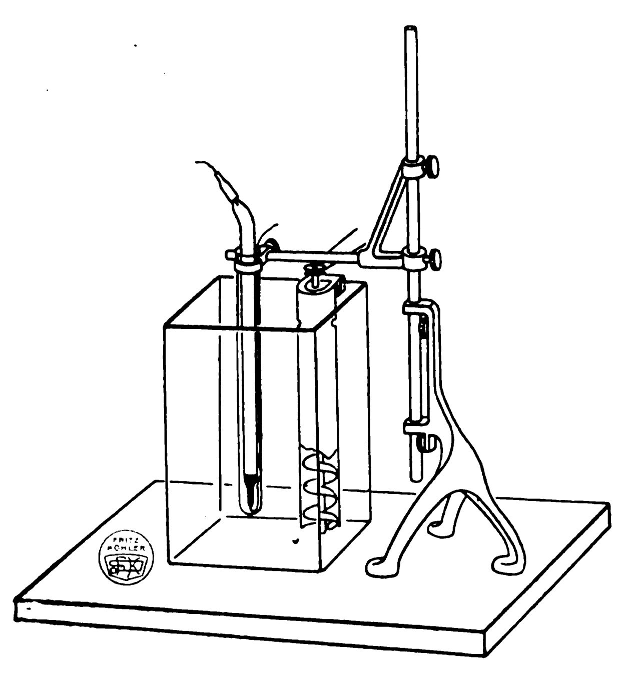


Abb. 9. Tauchuviollampe.

baren Lichtabsorptionsverhältnissen zu untersuchen und auf diese Weise den zeitlichen Verlauf jeder photochemischen Reaktion quantitativ messend zu verfolgen. Den Einfluß des Mediums, der Katalyse und Autokatalyse, den optischen Einfluß der

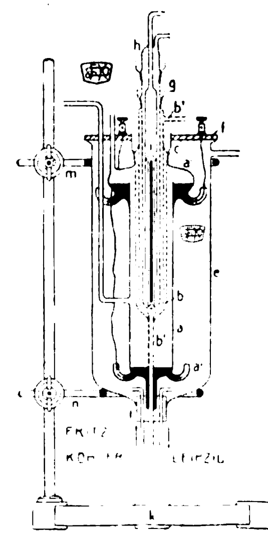


Abb. 10. Quarzlichtthermostat nach Coehn.

Komponenten aufeinander usw. usw., mit anderen Worten, alle Einzelheiten des Reaktionsmechanismus können wir fassen. Auch die photochemische

Ausbeute können wir berechnen, indem wir vorher die Lichtintensität mit dem Bolometer oder anderen Apparat in absolutem Maße bestimmen.[1]) Wir können dem Ausbeutekoeffizienten auch eine quantentheoretische Deutung geben, indem wir die einwirkende Lichtenergiemenge unter Zuhilfenahme der Beziehung, daß die Lichtenergie nach Quanten $h\nu$ absorbiert wird, berechnen. Diese Berechnung kann nur dann einen photochemischen Wert haben, wenn wir vorher durch sorgfältiges Studium des Reaktionsverlaufs uns vergewissert haben, daß keine Katalysen, Autokatalysen, Nebenreaktionen usw. den Gang der Reaktion beeinflussen, oder wenn wir, falls solche vorhanden sind, ihren Einfluß erforschen und eliminieren. Mit Hilfe der Lichtthermostaten ist die Lösung dieser Aufgaben möglich, da wir hier mit genügenden Mengen der Reaktionskomponenten operieren können. Die bisherigen Methoden der Bestimmung der photochemischen Ausbeute sind gerade an diesem Punkte mangelhaft, obgleich die Versuchsmethode vom physikalischen Standpunkte aus sehr gut durchgearbeitet ist, wie z. B. die Versuchsmethode von Warburg; infolge der Verwendung des Funkenlichtes als Lichtquelle muß man mit sehr kleinen Reaktionsgefäßen arbeiten, und dadurch ist keine Möglichkeit gegeben, den Chemismus der Reaktion gründlich zu erfassen. Zugleich sei bemerkt, daß die quantentheoretische Deutung der photochemischen Reaktionen vorläufig nur einen rein theoretisch-spekulativen Charakter trägt; die Entwicklung dieser Frage befindet sich erst in ihrem Anfangsstadium und die quantitative Erforschung der chemischen und photochemischen Eigenschaften der Lichtreaktionen kann ungestört auch ohne sie vor sich gehen.[2])

3. Messung der absorbierten Lichtenergie.

Aus dem oben Gesagten geht hervor, daß wir, um einen Reaktionsverlauf im Lichte messend verfolgen zu können, zuerst monochromatisches Licht herstellen und dann seine Absorption durch die Reaktionskomponenten bestimmen müssen. Über die Herstellung der Monochromasie wird weiter unten die Rede sein, hier wollen wir uns mit den Methoden der quantitativen Messung der absorbierten Lichtenergie näher beschäftigen. Das Prinzip der Messung besteht darin, daß man die Intensität der auf den absorbierenden Körper einfallenden und aus ihm austretenden Lichtenergie mißt. Die Differenz der beiden multipliziert mit der Bestrahlungsoberfläche ergibt die vom Körper absorbierte Lichtenergie. Um die Lichtintensitätsabnahme messen zu können, müssen wir irgendeinen Indikator haben, der uns diese Lichtabschwächung quantitativ zu fassen gestattet. Für sichtbares Licht kann zu diesem Zwecke das Auge mit Erfolg verwendet werden, da es imstande ist, auch sehr geringe Lichtintensitätsänderungen zu fassen. Für das ultraviolette Licht müssen wir andere Indikatoren verwenden; als solche kommen noch in Betracht: die photographische Platte, der photoelektrische Effekt, die Fluoreszenz, das Thermoelement, das Gasthermometer und das Bolometer. Gehen wir jetzt zur näheren Beschreibung einer jeden dieser Methoden über.

Spektralphotometer von König-Martens-Grünbaum.

Dieser Meßapparat, von der Firma Schmidt & Haensch in Berlin gebaut, beruht darauf, daß zwei gleich starke parallele Lichtstrahlen zwei Glasröhren passieren; die eine von ihnen ist mit reinem Lösungsmittel, die andere mit gefärbter Lösung gefüllt. Dann gehen beide Strahlen durch ein Prisma mit verschiedenen Intensitäten für verschiedene Strahlen infolge der stattgefundenen Lichtabsorption hindurch und treten in eine Nicolprismenkombination ein, die uns gestattet, das Verhältnis der beiden Lichtintensitäten der beiden Strahlen quantitativ für beliebige Farbe zu bestimmen. Da dieser Apparat sehr verbreitet ist, so kann hier seine detaillierte Beschreibung ausfallen.[1]) Es sei nur erwähnt, daß mit ihm sehr angenehm zu arbeiten ist und bei entsprechender Übung und Sorgfalt auch eine Genauigkeit von etwa 0,5 % zu erreichen ist.

Photographische Methoden.

Das oben erwähnte Spektralphotometer gestattet uns nur, weil das Auge für das Ultraviolett unempfindlich ist, in sichtbarem Lichte die Messungen der Absorptionskonstanten zu unternehmen. Um in diesem für die Photochemie so wichtigen Gebiete messen zu können, müssen wir andere Indikatoren, nämlich solche, die uns die Lichtintensitätsunterschiede auch im Ultraviolett anzeigen, verwenden. Als ein solcher kann in erster Linie die photographische Platte dienen. Defregger und Simon haben versucht, dieselbe auch bei dem Martens-Grünbaumschen Spektralphotometer an Stelle des Auges zu verwenden. Das Spektralphotometer besaß statt des Glasprismas ein Quarzprisma und statt des Okulars eine verschiebbare photographische Kassette. Man macht

[1]) Die mathematischen Formeln für den Verlauf der Lichtreaktionen befinden sich in der „Allgemeinen Photochemie" (1920) des Verfassers zusammengestellt.

[2]) Näheres über diese Frage, die eine Zeitlang aktuell war, findet der Leser in dem „Grundriß der Photochemie" (1923) des Verfassers sowie in seinen Publikationen in der Zeitschr. f. wiss. Photogr. **21** (1922), S. 134; **22** (1923), S. 110.

[1]) Die Beschreibung der Meßmethode und Berechnungsart der Versuche befindet sich in der „Photochemischen Versuchstechnik" (1912) des Verfassers.



bei verschiedenen Stellungen des Nicols Aufnahmen und nimmt zur Berechnung der Konstante den Winkel, bei dem die beiden Halbkreise gleiche Schwärzung ergeben haben. Das Arbeiten mit diesem Apparat ist ziemlich umständlich, und er hat sich in der Praxis nicht eingebürgert. Dafür hat sich die spektrographische Methode von Henri[1]) als gut erwiesen, und sie wird auch öfters angewandt. Sie beruht auf der Vergleichung zweier Absorptionsspektren; das eine gehört der Lösung, das andere dem Lösungsmittel. Man sucht die Linien gleicher Schwärzung auf; dieselben ergeben dann die Wellenlänge, die Schichtdicke und die Konzentration, bei welchen die Absorption die gleiche ist. Erläutern wir das eben Gesagte etwas näher. Die gleiche Schwärzung zweier Linien bedeutet, daß auf die beiden Stellen die gleichen Lichtsummen eingewirkt haben. Macht man zwei Aufnahmen bei verschiedenen Expositionszeiten und sucht die Wellenlänge auf, für die die Schwärzungen gleich sind, so wird

$$J_1 t_1^p = J_2 t_2^p,$$

sein, wo J_1 und J_2 die nach dem Passieren der Lösung und des reinen Lösungsmittels auf die Platte einwirkenden Lichtintensitäten, t die Expositionszeiten in beiden Fällen und p die sogenannte Schwarzschildsche Schwärzungskonstante, über deren praktische Bestimmung weiter unten die Rede sein wird, sind. Laut dem Beerschen Lichtabsorptionsgesetze ist die abgeschwächte Lichtintensität (nach Durchgang durch die Lösungsschicht) gleich

$$J_1 = J_2 e^{-idc},$$

wo i die Lichtabsorptionskonstante, d die Schichtdicke und c die Konzentration der Lösung bedeutet. Stellen wir diesen Wert für J_1 in die obige Gleichung, so erhalten wir:

$$i = \frac{p \ln \frac{t_1}{t_2}}{cd}.$$

Durch alle möglichen Kombinationen von t, c, d erhält man die i-Werte für alle Wellenlängen und trägt sie dann in einem Diagramm auf, das uns die Lichtabsorptionsverhältnisse der zu untersuchenden Substanz in dem angewandten Lösungsmittel quantitativ wiedergibt. Die praktische Ausführung dieser Methode ist die folgende. Zuerst stellt man ein linienreiches Licht her. Dazu sind zu gebrauchen: Metallbogenlicht mit Elektroden von: Eisen–Eisen, Eisen–Kupfer, Kupfer–Kupfer, Silber–Silber, Silber–Cadmiumlegierung; Funkenlicht mit Elektroden von Zink–Aluminium; Quecksilberbogenlicht: Quarzlampen und Amalgamlampen. Das Licht passiert weiter das sog. Balyabsorptionsrohr. Dasselbe besteht aus zwei ineinander verschiebbaren Röhren, die mit Quarzplatten verschlossen und mit einem Gummiring abgedichtet sind. Zwei solche Röhren befinden sich auf einem Plotnikowschen Kippstativ (Abb. 11), das uns gestattet, entweder die Röhre mit dem Lösungsmittel oder mit der Lösung schnell in den Strahlengang einzustellen und das Licht nach Bedarf abzublenden. Weiter dringt das Licht in den Quarzspektrograph ein.

[1]) V. Henri, Berl. Ber. **45** (1912), S. 2819.

Es sind eine Reihe solcher Apparate (wie z. B. von Fuess, Steinheil, Krüss, Schmidt & Haensch) bekannt. Als der beste hat sich der von der Londoner Firma Adam Hilger[1]), der ein Spektrum von 800 bis 200 $\mu\mu$ in der Länge von 20 cm

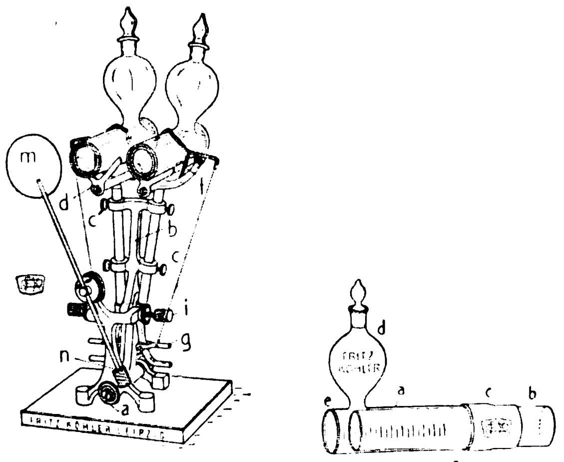


Abb. 11. Kippstativ mit dem Balyrohr.

ergibt, erwiesen. Dazu müssen die panchromatischen Platten von Wratten in Croydon (England) verwendet werden, die eine fast gleiche Empfindlichkeit in dem ganzen oben angegebenen Spektrumintervall ergeben. Die Platte ist in der Hö verstellbar, so daß man auf einer Platte bis zu 50 Spektren erhalten kann. Am zweckmäßigsten ist so zu verfahren, daß zwischen zwei Lösungsspektren sich ein Vergleichsspektrum befindet. Die Breite des Spektrums braucht nicht über 2 mm zu sein. Die Vergleichung der Schwärzungen erfolgt auf die Weise, daß man die Platte auf eine von unten beleuchtete Mattglasplatte legt, die Linien durch einen schmalen Ausschnitt im Karton mit starker Lupe betrachtet und die Linien gleicher Schwärzung aufsucht. Die Genauigkeit kann bei sorgfältigem Arbeiten bis 5—3% gehen. Hauptsächlich kommt es auf die Konstanz der Lichtquelle an. Merton[2]) hat in diese Methode eine kleine Verbesserung eingeführt, indem er auf eine Platte abwechselnd zwei Reihen von Spektren mit

[1]) Beschreibung in Plotnikow, Photochemische Versuchstechnik.

[2]) Merton, Journ. Amer. Chem. Soc. **103** (1913), S. 124; Zentr. 1913 I, S. 1567.

gleicher Expositionszeit aufnimmt, wobei er vor einer Reihe eine neutralgraue Platte (von Sanger-Sheppard) von bekannter Absorption vorschaltet. Für Ultraviolett kann nach Winther[1]) statt der Platte eine 0,0004-norm. Lösung von p-Nitrosodimethylanilin dazu genommen werden. Die zweite Reihe stellt die Spektren der Lösung von variablen Schichtdicken dar. Da die Exposition die gleiche ist, so bedeutet die gleiche Schwärzung irgendwelcher Linie die gleiche Intensität des einwirkenden Lichtes, und da die Absorption der zu vergleichenden Platten oder Lösung bekannt ist, so läßt sich daraus auch die unbekannte Absorption der Lösung bei der betreffenden Schichtdicke und Wellenlänge leicht berechnen.

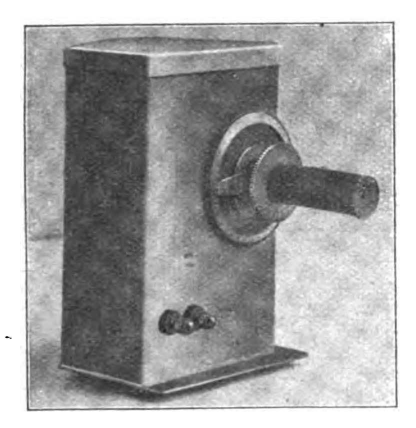


Abb. 12. Fluorometer.

Die Fluoreszenzmethode.

Ch. Winther hat ein Fluorometer[2]) gebaut, dessen optischer Teil dem Spektralphotometer entspricht. In den Strahlengang ist je eine fluoreszierende Gelatinelamelle eingeschaltet. Die eine wird mit einer elektrischen Lampe von konstanter Intensität belichtet und dient als Vergleichsnormale, auf die andere fällt das Licht, d s die zu untersuchende Lösung passiert hat. Dieser Apparat, dessen äußere Form aus Abb. 12 ersichtlich ist, kann an einen Quarzspektrographen angeschlossen werden; auf diese Weise kann man die Substanz in spektral zerlegtem Lichte untersuchen. Die Berechnung der Konstanten erfolgt bei gegebener Konzentration und gegebener Schichtdicke nach der Formel:

$$i = \ln \operatorname{tg} \alpha_2 - \ln \operatorname{tg} \alpha_1,$$

wo α_2 den Mittelwert der Winkel für die Lösung und α_1 den für das Lösungsmittel bedeutet. Der Apparat ist sehr handlich gebaut und gibt Resultate von hinreichender Genauigkeit; es ist daher anzunehmen, daß er nach einigen Verbesserungen, deren er noch bedarf, in die Laboratoriumspraxis in beschränktem Maße Eingang finden wird. Die Grundbasis, auf der er aufgebaut ist, ist die Annahme, daß zwischen dem einwirkenden Lichte und dem Fluoreszenzlichte bei allen Wellenlängen eine strenge Proportionalität herrscht. Das muß für jede fluoreszierende Gelatinelamelle extra nachgeprüft werden. Der Nachteil dieses Apparates ist der, daß die Fluoreszenz eine selektive Erscheinung ist und nicht für alle Wellenlängen gleich ist und für manche überhaupt nicht auftritt.

[1]) Winther u. and., Zeitschr. f. wiss. Photogr. **22** (1922), S. 33.

[2]) Ch. Winther u. and., Zeitschr. f. wiss. Photogr. **22** (1922), S. 33.

Photoelektrische Methode.

Bei dieser Methode wird als Indikator für die Lichtintensität der photoelektrische Effekt bei Metallen benutzt. Deshalb ist diese Methode von der spektralen Empfindlichkeit und der strengen Proportionalität zwischen dem einwirkenden Lichte und dem Photoeffekte der angewandten Lichtquelle abhängig. Diese Erscheinung ist auch selektiven Charakters. Als am zweckmäßigsten haben sich bisher Kalium- und Rubidiumzellen erwiesen. Sie besitzen eine hohe Empfindlichkeit von sichtbaren bis zu Ende Ultraviolett und ergeben auch gut reproduzierbare Resultate. H. v. Halban und Siedentopf[1]) haben auf dieser Grundlage für ihre Untersuchungen einen Apparat gebaut, der gute Resultate ergeben hat; es ist erwünscht, daß man ihm eine handliche und praktische Form mit entsprechend ausgearbeitetem Zubehör gibt, damit er in den Handel gebracht und in die Laboratoriumspraxis eingeführt werden kann.

Bolometrische Methode.

Die bisherigen Methoden gestatteten uns, die Lichtabsorptionskonstanten quantitativ zu bestimmen, aber die Möglichkeit, die Lichtenergie in absolutem Maße, sei es in Kalorien oder Erg, zu messen, gaben sie uns nicht. Für diese Zwecke wird die Bolometermethode benutzt. Sie beruht auf der Eigenschaft der Metalle, bei Temperaturänderung ihren elektrischen Widerstand zu ändern. Als Metall wird Platin in Form sehr dünner Streifen (bis 0,3 μ), die mit Ruß oder Platinmohr behufs vollständiger Absorption jeder Strahlung geschwärzt sind, genommen. Es werden zwei solche Streifen (s. Abb. 13 u. 14) in die beiden Zweige m und n der Wheatstoneschen Brücke eingeschaltet und im Dunkel auf Nullstrom eingestellt. Als Nullinstrument dient ein sehr empfindliches Galvanometer. Belichtet man den einen Streifen, so erfolgt eine Widerstandsveränderung und wir bekommen

[1]) v. Halban u. Siedentopf, Zeitschr. f. Elektroch. **28** (1922), S. 496; Zeitschr. f. physik. Chemie **100** (1921), S. 208; **103** (1922), S. 71.



einen Galvanometerausschlag, der der absorbierten Energie proportional ist. Eicht man die Galvanometerausschläge mittels einer Lichtquelle, deren Energiestrahlung in absolutem Maße uns bekannt ist, wie z. B. der Hefnerkerze, die nach den neuesten Messungen von Gerlach[1])

$$22{,}6 \cdot 10^{-6} \frac{g \cdot cal}{cm^2 \cdot sec}$$

ausstrahlt, so kann man beliebige Lichtquellen in absolutem Maße messen. Trotz der scheinbaren Einfachheit dieser Methode hat sie sich bei praktischer Durchführung als sehr umständlich und

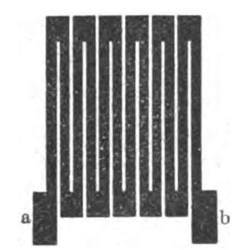


Abb. 13. Bolometer.

zeitraubend erwiesen. Erläutern wir das näher. Die Intensität der Hefnerkerze ist vom Luftdruck, von der Feuchtigkeit und dem Kohlensäuregehalt der Luft abhängig. Von Liebenthal und neuerdings von Boltzmann und Basch wurden Korrektionsformeln dazu gegeben.[2]) Das Bolometer

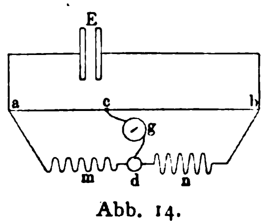


Abb. 14.

selbst muß vor Luftströmungen und anderen schädlichen Temperatureinflüssen auf das sorgfältigste geschützt werden. Von Lummer und Kurlbaum, Warburg und anderen[3]) wurde ein gut funktionierendes Vakuumlinearbolometer ausgearbeitet, das sehr empfindlich ist (man kann bis Zehnmilliontel Grad damit noch messen). Für photochemische Zwecke, nämlich zur Bestimmung des photochemischen Nutzeffektes der Lichtreaktionen, wurde diese Methode zuerst von Warburg verwendet und nach jahrelanger Arbeit gründlich verbessert. Es mußten viele technische Schwierigkeiten überwunden werden. Wie schwierig der Weg war, sieht man am deutlichsten, wenn man die letzte Arbeit von Warburg[1]) mit den früheren vergleicht.

[1]) Gerlach, Physik. Zeitschr. **14** (1913), S. 577.

[2]) s. dazu Plotnikow, Photochemische Versuchstechnik. Leipzig 1912. S. 108. — Boltzmann u. Basch, Zeitschr. f. techn. Phys. **4** (1923), S. 8.

[3]) Lummer u. Kurlbaum, Wied. Ann. **46** (1892), S. 204. — Warburg u. and., Ann. d. Phys. **24** (1907), S. 25; **40** (1913), S. 628.

Thermophotometer.

Aus den obigen Kapiteln ist zu ersehen, daß keine von den bisher bekannten Methoden der Messung der strahlenden Energie einen universellen Charakter besitzt. Die Messung der relativen Intensitäten mit dem Auge in den einfachen Photometern ist stark subjektiv und gestattet einen Vergleich nur gleichfarbigen und sichtbaren Lichtes. Die Methode der Messung verschiedengefärbten Lichtes mit Hilfe der Flimmerphotometer hat sich nicht bewährt. Die Methoden mit dem Fluoreszenzlicht und mit dem photoelektrischen Effekt haben den großen Nachteil, daß sie keine gleichmäßige Empfindlichkeit für alle Wellen des Spektrums der strahlenden Energie besitzen; sondern diese ist von der selektiven Absorption der Strahlenempfänger in hohem Maße abhängig. Die bolometrische Methode nähert sich am meisten dem universellen Charakter; das Arbeiten mit ihr ist aber sehr umständlich und schwer, und erfordert kostspielige Apparatur. Deshalb war es der Wunsch

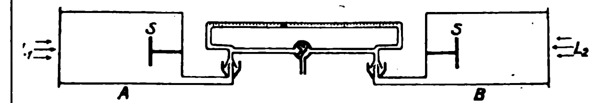


Abb. 15. Thermophotometer.

des Verfassers, eine handliche und einfache Methode zu ersinnen. Folgende Erscheinungen könnten hierfür in Betracht gezogen werden: der radiometrische, der photogalvanische und der gasthermometrische Effekt. Der erste mußte unberücksichtigt bleiben, weil er eine noch kompliziertere Apparatur gefordert hätte und ist selbst noch wenig untersucht[2]); der zweite ist auch noch sehr wenig untersucht worden und der dritte mußte auf genügende Empfindlichkeit geprüft werden. Die in dieser Richtung angestellten Vorversuche fielen befriedigend aus und es wurde zur Einzelausarbeitung der neuen Methode geschritten.

In der Abb. 15 ist die schematische Zeichnung eines Apparates, der von dem Verfasser als „Thermophotometer" bezeichnet wurde, abgebildet. In den Gasreservoiren A und B befinden sich die geschwärzten Flächen S, die von den Lichtquellen L_1 und L_2 beleuchtet werden. Die beiden Gefäße sind mit einer Kapillare verbunden, in der sich ein Tropfen einer leicht beweglichen Flüssigkeit befindet. Wird das eine Gefäß belichtet, so bewegt sich der Tropfen infolge der

[1]) E. Warburg, Zeitschr. f. Elektroch. **27** (1921), S. 133.

[2]) Vgl. die Arbeiten von Gerlach und Madelung, Zeitschr. f. Physik **14** (1923), S. 285; **15** (1923), S. 1; **21** (1924), S. 254.

Volumenausdehnung des Gases, wird das andere mit gleicher Intensität gegenbelichtet, so bleibt es stehen. Auf diese Weise können wir die Energien beliebiger Wellenlängen miteinander vergleichen. Wird als Vergleichslichtquelle die Hefnerkerze oder eine andere, in absolutem Maße geeichte, Lichtquelle benutzt, so können wir beliebiges Licht in absolutem Maße messen. Es ist nicht ausgeschlossen, daß auf diese Weise auch die Photometrierung und Messung der Röntgenstrahlen gelingen wird. Dann würde dieser Strahlungsmesser einen universalen Charakter besitzen. Es ist klar, daß von diesem Laboratoriumsapparat bis zu seiner technischen, handlichen Form für die Praxis, für allgemeinen Gebrauch noch ein langer Weg zurückzulegen ist. Und es ist anzunehmen, daß je nach dem Bedarfszweck verschiedene Apparatentypen sich herausbilden werden. So z. B. wird ein Apparat für feine quantitative Messungen der strahlenden Energie in absolutem Maße in seiner Konstruktion von den einfachen Transportapparaten zur Messung der Lichtintensitäten der Sonne bei botanischen Versuchen zur Bestimmung der Lichtaufnahme der Pflanzen oder der groben Messungen der Lichtintensitäten bei den starken Lichtquellen in der Leuchttechnik sich bedeutend unterscheiden. Eine ebenfalls andere technische Konstruktion werden auch die Apparate, die zur Messung der Lichtabsorptionskonstanten der Lösungen im monochromatischem Lichte, der Durchlässigkeit der Lichtfilter oder der Stärke der Röntgenstrahlen verwendet werden, besitzen.[1])

4. Die Messung der Schwärzungskonstante.

Aus der Besprechung der photographischen Methode ist zu ersehen, daß man, um die Schwärzungen der photographischen Platten vergleichen zu können, die Schwarzschildsche Konstante kennen muß. Die bisherigen Methoden ihrer Messung waren sehr kompliziert und zeitraubend.[2]) Aus diesem Grunde hat der Verfasser eine einfachere und für diesen Zweck genügend genaue Methode zu ersinnen unternommen und ist nach einigem Suchen auf der optischen Methode mit dem Polarisationskolorimeter von Krüss[3]) stehen geblieben. Diese besteht darin, daß man zuerst kleine Plättchen von verschiedener Schwärzung bereitet. Dies tut man auf die Weise, daß man vor einem photographischen Apparat einen weißen, mit $BaSO_4$ eingeriebenen Karton aufstellt und mit schwarzem Papier, das sechs oder acht ausgeschnittene Quadrate besitzt, bedeckt. Das schwarze Papier muß gut berußt werden, um jede Reflexion des Lichtes auszuschalten. Über dem Apparat stellt man die Lichtquelle auf. Man macht von jedem weißen Quadrat verschieden lange Aufnahmen, indem man die Quadrate mit ebenfalls berußtem schwarzem Papiere sukzessive zudeckt. Nachdem entwickelt man die Platte, schneidet die geschwärzten Quadrate heraus und mißt ihre Schwärzungen mit dem Polarisationskolorimeter nach der Vertauschmethode, indem man statt der Lösungen oder Papiere die verschieden geschwärzten Platten in den Strahlengang einstellt. Die Schwärzungen sind hier gleich:

$$S_1 = J_1 t_1^p; \quad S_2 = J_1 t_2^p; \quad S_3 = J_1 t_3^p; \quad \ldots$$

Das Verhältnis der Schwärzungen ist dem Verhältnis der beiden durch die beiden Platten durchgelassenen Lichtintensitäten gleich; dieses ist wiederum gleich dem Tangensverhältnis der beiden Winkel α_1 und α_2, die durch die Vertauschmethode erhalten werden. Man macht erst eine Ablesung bei einer Stellung I der Platten und erhält den Winkel α_1, dann vertauscht man die beiden Platten in ihren Stellungen (II und I) und erhält den Winkel α_2. Es ist selbstverständlich, daß man in jeder Stellung eine Reihe von Ablesungen nach rechts und links macht, um die verschiedenen Fehler (der Nullstellung, Ablesungsfehler) abzuschwächen.

Daraus folgt:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \left(\frac{t_1}{t_2}\right)^p$$

oder

$$p \lg \frac{t_1}{t_2} = \lg \frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1}$$

oder

$$p = \frac{\lg \operatorname{tg} \alpha_2 - \lg \operatorname{tg} \alpha_1}{\lg \frac{t_1}{t_2}}.$$

Man stellt eine Reihe von Schwärzungen bei verschiedenen Zeiten her und kombiniert dieselben miteinander zu zweien, bestimmt für sie die Konstante und nimmt aus allen Bestimmungen den Mittelwert. Zur Erläuterung sei hier eine Tabelle der Bestimmung der Konstante für die Wrattensche Plattensorte angegeben.

Jeder Winkel ist als Mittelwert aus zehn erhalten, fünf links und fünf rechts.

Diese Methode kann nur für Platten, dagegen nicht für Papiere verwendet werden. Zur Bestimmung von p bei den letzteren hat Hübl[1]) eine einfachere Methode angegeben. Das Papier wird hinter einem Graukeil mehrfach mit ver-

[1]) Die nähere Beschreibung dieser Methoden erfolgt später. Die Firma F. Köhler, Leipzig, besitzt das alleinige Recht diese Apparate für den Handel zu bauen.

[2]) Schwarzschild, Jahrb. d. Photogr. 1900, S. 161. — Kron, Ann. d. Phys. **41** (1913), S. 751; Publ. Astrophysik. Observ. Potsdam **22** (1913).

[3]) Beschreibung s. Plotnikow, Photochem. Versuchstechnik.

[1]) A. Hübl, Photogr. Korr. 1919, S. 363.

Schwarzschildsche Konstante für Wrattenplattensorte.

Kombination der Exposition	α_1	α_2	p
1″ und 2″	40° 54′	58° 06′	0,89
1 „ 4	30 00	62 06	0,87
1 „ 5	26 54	64 42	0,89
2 „ 4	38 42	56 30	0,89
2 „ 20	22 06	70 12	0,84
4 „ 8	38 48	55 54	0,88
4 „ 20	27 00	65 00	0,88
5 „ 15	34 54	62 06	0,88
5 „ 20	30 00	61 30	0,84
8 „ 20	37 42	60 00	0,88
		Mittel	0,87

schiedenen Expositionszeiten exponiert. Sucht man die Stellen der gleichen Schwärzung in den verschiedenen Keilbildern auf, so kann man aus der Kenntnis der Keilkonstanten, die das Verhältnis $J_1 : J_2$ bestimmt, und der Expositionszeit die Konstante p ermitteln. Da die direkte Beurteilung der Schwärzung nicht so genau ist wie die optische, so ist diese Methode auch weniger genau. Für Bromsilberkopierpapier ist die Konstante 0,6 bis 0,8, für Chlorsilberentwicklungspapier 0,6 bis 0,9. Falls man keinen optischen Apparat bei der Hand hat, kann man diese Methode auch für die Platten benutzen. Die anderen Charakteristika der Platten sind nicht so eindeutig und besitzen meist einen provisorischen praktischen Wert; deshalb braucht hier nicht näher darauf eingegangen zu werden.[1])

5. Lichtfilter.

Um monochromatisches Licht zu erhalten, kann man auf zweierlei Weise verfahren. Entweder zerlegt man das Licht mit einem Prisma oder Gitter spektral und schneidet daraus den gewünschten Teil aus oder man stellt in den Strahlengang einen lichtabsorbierenden Körper oder eine Lösung, so daß nur ein sehr schmales Gebiet des Spektrums durchgelassen wird. Die erste Methode ist theoretisch die beste, weil sie reineres Licht gibt; hat aber die Nachteile, daß man dazu das Licht stark dispergieren und einen sehr schmalen Streifen ausschneiden muß, wodurch das Licht in seiner Intensität sehr stark abgeschwächt wird. Außerdem sind die Prismen und Gitter von geringen Dimensionen und gestatten nicht, große Flächen zu belichten, was für die photochemischen Untersuchungen von besonderer Bedeutung ist. Man könnte dem letzteren Übel durch Verwendung großer Prismen oder Gitter entgegentreten, aber ihre Herstellung ist derart teuer, daß von der Anwendung dieses Mittels keine Rede sein kann.

[1]) Allgemeine Betrachtungen darüber findet der Leser in dem Vortrage des Verfassers auf dem Internationalen Kongresse für Photographie in London am 28. Mai 1923. (Faraday Transaction, Vol. XIX, Part. 2, S. 403, November 1923.)

Es bleibt also nur die zweite Methode der Lichtfilter übrig. Die Aufgabe besteht darin, in den Strahlengang ein lichtabsorbierendes Medium einzustellen, das nur ein sehr enges Spektralgebiet durchläßt, dessen Intensität man quantitativ bestimmt. Als solches Medium können wäßrige oder andere Lösungen, gefärbte Gläser oder Kombinationen beider dienen. Am praktischsten ist die Verwendung der Glas-Gelatinefilter. In einer 8%igen Gelatinelösung werden bestimmte Farbstoffe aufgelöst. Die Lösung wird auf eine genau horizontal liegende und vorher gut abgewaschene Glasplatte aufgegossen. Die Glasplatte wird zu diesem Zwecke auf eine Marmor- oder Metallplatte, die auf Eis liegt, aufgelegt. Die Gelatine breitet sich gleichmäßig aus und erstarrt. Alsdann wird die Gelatineplatte langsam getrocknet und ihre Durchlässigkeit für das betreffende Licht mit dem Spektralphotometer oder mit Hilfe der spektrophotographischen Methode quantitativ bestimmt.[1]) Man kann auch verschiedene solche Filter hintereinander aufstellen, falls man die gewünschten Effekte mit einer Farbstoffmischung (infolge der Einwirkung der Farbstoffe aufeinander) nicht erzielt. Am idealsten wäre es, wenn wir imstande wären, wenn auch nicht für beliebige Wellenlängen, so wenigstens für das Licht des Quecksilberbogens gute monochromatische Lichtfilter aus gefärbten Gläsern herzustellen. Die Technik der Herstellung derartiger gefärbter Gläser befindet sich noch in den Kinderschuhen, und es ist nicht zu erwarten, daß in der nächsten Zeit greifbare Erfolge erzielt werden. Es wäre aber sehr erwünscht, daß irgendeine optische Firma sich der Lösung dieser Frage widmet; denn sie ist für die weitere Entwicklung der Photochemie von grundlegender Bedeutung.

Trotzdem, daß ein ziemlich großes Literaturmaterial in dieser Frage vorhanden ist, sind wir von der praktischen Lösung dieser Frage noch sehr weit entfernt. Nur, wie gesagt, für das Quecksilberbogenlicht können wir noch einigermaßen befriedigende Filter im sichtbaren Lichte herstellen. Die Schwierigkeit liegt darin, daß es fast keine Farbstoffe mit sehr schmalen Durchlässigkeitsstreifen gibt. Weiter beeinflussen sie sich bei der Mischung miteinander manchmal derart, daß sie einander ausfällen, und man bekommt dann keine optisch homogenen Filme oder Lösungen, oder sie ändern gegenseitig die Lichtabsorption auf undefinierbare Weise. Und wenn man nach vielen Bemühungen ein gutes Filter herstellt, so kann es sich doch als lichtempfindlich erweisen und mit der Zeit beim Gebrauch sich

[1]) Genauere Angaben über die Herstellung derartiger Lichtfilter und über die Literatur über diese Frage findet der Leser bei Potapenko, Journ. russ. phys. Chem. Ges. **48** (1916), S. 790. Ein kurzer Auszug davon: Zeitschr. f. wiss. Photogr. **18** (1919), S. 238.



verändern. Was aber das ultraviolette Gebiet anbetrifft, so haben wir hier fast kein Versuchsmaterial. Wood (1902) hat gezeigt, daß dünne Silberlamellen für Ultraviolett gut durchlässig sind. Lehmann hat ein Lichtfilter für Ultraviolett, aus blauem Uviolglas und p-Nitrosodimethylanilin kombiniert, hergestellt, das ungefähr von 350 bis 250 $\mu\mu$ durchlässig ist. Peskoff[1]) hat durch Kombination von Chlor und Bromgas ein quantitatives Lichtfilter im Intervall von 240 bis 250 $\mu\mu$ hergestellt. Und das ist alles, was wir über diese Frage heutzutage wissen.

Die allgemeine Lichtabschwächung kann entweder durch rotierenden Sektor, durch Neutralgraukeil oder Lichtpauspapier erzielt werden. Die Transparenz des letzteren kann mit dem Krüssschen Polarisationskolorimeter nach derselben Methode wie die Bestimmung der Schwarzschildschen Konstante quantitativ bestimmt werden.[2])

[1]) N. Peskoff, Journ. russ. phys. Chem. Ges. **47** (1915), 918. Auszug in Zeitschr. f. wiss. Photogr. **18** (1919), 235.
[2]) Plotnikow, Photochem. Versuchstechnik. Leipzig (1912), 78.

Zusammenfassung.

In diesem Bericht wurde der heutige Stand der quantitativen photochemischen Forschung kurz beschrieben. Zuerst wurden die Eigenschaften der Hauptlichtquellen: Sonne, Kohlen-Metallbogenlicht und Quecksilberbogenlicht näher besprochen. Nachdem folgt die Beschreibung der verschiedenen Typen der Lichtthermostaten, die die quantitative Messung des Verlaufs der Lichtreaktionen in allen ihren Details gestatten. Weiter folgt die Beschreibung der Methoden der quantitativen Messung der Lichtenergie, darunter auch eine neue Methode des Verfassers, nämlich: die gasthermometrische. Zum Schluß wird die Herstellung der monochromatischen Lichtfilter und der Bestimmung der Schwarzschildschen Schwärzungskonstante kurz beschrieben.

Physikalisch-Chemisches Institut der Kgl. Technischen Hochschule zu Zagreb-Agram.

(Eingegangen am 23. Dezember 1923.)

Originalmitteilungen.

Grundlagen der technischen Strahlendiagnostik, insbesondere des Eisens.

Von K. A. Sterzel.

(Mit 1 Tafel.)

(Fortsetzung und Schluß aus Nr. 3.)

Abschnitt IV.

Die hochfrequente Strahlung und die Schwärzung der Bromsilberschicht.

Eine genaue physikalische Darstellung der Vorgänge bei der Umsetzung

Strahlenenergie—Schwärzung der empfindlichen Schicht

kann nach dem derzeitigen Stand der Forschung noch nicht entfernt gegeben werden. Tatsächlich ist im Zusammenhang zwischen spektraler Zusammensetzung und Intensität der hochfrequenten Strahlung und der radiographischen Wirkung (Reduktion des Bromsilbers) ein erheblicher „Gang"-unterschied vorhanden; ähnlich wie auch zwischen „wahrer" Strahlenenergie und Luftionisationswirkung ein Gangunterschied besteht.

Nach den Untersuchungen von Glocker & Traub (Phys. Zeitschr. 1921, Bd. 22, H. 12, S. 345ff. und Fortschritte a. d. G. d. R.-St., Bd. 29, H. 1, S. 100ff) gilt für die „radiographische Wirkung" q einer Röntgenstrahlung mit guter Annäherung das sogenannte Bunsensche Reziprozitätsgesetz

$$q = f \cdot J \cdot t = f \cdot E_S.$$

Hierbei bedeutet:

J die Intensität der auffallenden Strahlung.

t die Belichtungsdauer.

$E_S = J \cdot t$ die Energie der auf die Flächeneinheit der empfindlichen Schicht auftreffenden Strahlung (Flächenenergie). Hinsichtlich der radiographischen Wirkung der Faktoren J und t besteht dabei Reziprozität insofern, als innerhalb des gleichbleibenden Produktes E_S eine Intensitätsveränderung jederzeit durch entsprechende Veränderung der Belichtungsdauer in umgekehrtem Sinne ausgeglichen werden kann.

f ist ein „radiographischer Wirkungsfaktor", welcher angibt, wieviel von der verfügbaren auf die Vorderseite der Schicht auftreffenden Strahlenenergie innerhalb der Schicht zur Wirkung gelangt.

Dieser Faktor ist naturgemäß stets wesentlich kleiner als eins, da ein großer Teil der Strahlung auf der Rückseite der empfindlichen Schicht wieder austritt.

Über die Größe des radiographischen Wirkungsfaktors liegen nach Kenntnis des Verfassers abschließende Untersuchungen noch nicht vor. Die folgenden Erörterungen stellen den Versuch dar, die relative Größe dieses für die Strahlendiagnostik hochwichtigen Faktors theoretisch aus dem Absorptionsvermögen des Bromsilbers abzuleiten.



Hierzu sei von der einfachsten Annahme ausgegangen, daß, wie auch immer der Mechanismus der Reduktion des Silberhaloides beim Durchgang der Röntgenstrahlung im einzelnen beschaffen sein mag, die radiographische Wirkung q der Hauptsache nach der innerhalb der radiosensiblen Schicht absorbierten primären Strahlenenergie E_S entspringt. Diese „Wirkung" ist gewissermaßen virtuell aufzufassen. Aus ihr entsteht durch den Entwicklungsprozeß die „Schwärzung". Ihr Zusammenhang mit dieser wird später zu erörtern sein. Nach früherem folgt als radiographischer Wirkungsfaktor eine Spektralkomponente

$$f_\lambda = 1 - e^{-(\bar{\mu}_\lambda \cdot d')} .$$

Hierbei ist $\bar{\mu}_\lambda$ der Volumenabsorptionskoeffizient für die Wellenlänge λ z. B. in Bromsilber (AgBr), welcher sich aus dem im ersten Abschnitt als Funktion der Wellenlänge berechneten Massenabsorptionskoeffizienten durch Multiplikation mit der Dichte $\varrho_{AgBr} = 6{,}39$ ergibt. Man erhält so die in Abb. 23 dargestellte gebrochene Funktion

$$\bar{\mu}_\lambda = 1980 \cdot \lambda^{2,8} \quad \text{für} \quad \lambda_\gamma < \lambda \leqq 0{,}484 \text{ Å}.$$

$$\bar{\mu}_\lambda = 774 \cdot \lambda^{2,8} \quad \text{für} \quad 0{,}484 < \lambda \leqq 0{,}917 \text{ Å}.$$

$$\bar{\mu}_\lambda = 338 \cdot \lambda^{2,8} \quad \text{für} \quad 0{,}917 < \lambda \text{ Å}.$$

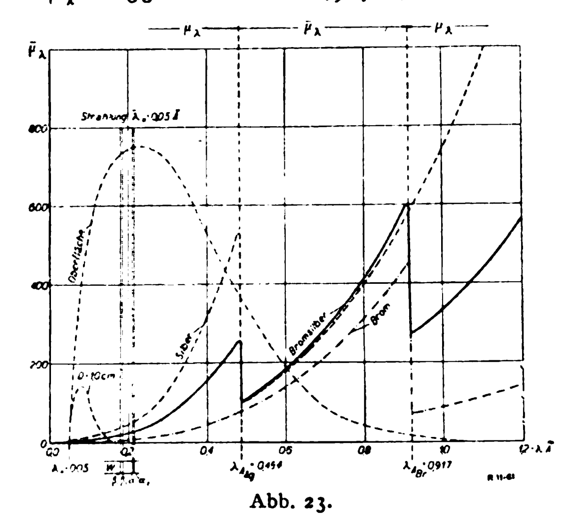


Abb. 23.

Ferner ist d' die „wirksame Schichtstärke", welche dem AgBr-Gehalt der Emulsion entspricht. Diese ist naturgemäß stets wesentlich kleiner als die materielle Schichtstärke d. Nach Erwägungen, die der Kürze wegen hier ausgelassen sein mögen, kann für die einfach gegossene Platte $d' = 3 \cdot 10^{-4}$ cm im Mittel gesetzt werden. Für die nachfolgenden generellen Betrachtungen sei eine „wirksame Schichteinheit" von $d' = 10^{-4}$ cm zugrunde gelegt.

Setzt man die vorermittelten über den ganzen Spektralbereich variierten Werte des V.-Absorptionskoeffizienten und als wirksame Schichtstärke probeweise $d' = 10^{-2}$, 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5} cm in den Exponenten ein, so erhält man die relativen Werte des radiographischen Wirkungsfaktors f_λ sämtlicher Einzelkomponenten in den verschieden starken Bromsilberschichten.

Die in Abb. 24 wiedergegebene Kurvenschar zeigt dieselben Sprünge bei den Anregungsgrenzen („Silberkante", „Bromkante"), wie der Absorptionskoeffizient selbst. Mit abnehmender wirksamer Schichtstärke ähnelt sich der charakteristische Verlauf der Kurven immer mehr. In allen drei Spektralabschnitten nimmt der radiographische Wirkungsfaktor nach der kurzwelligen Seite zu stark

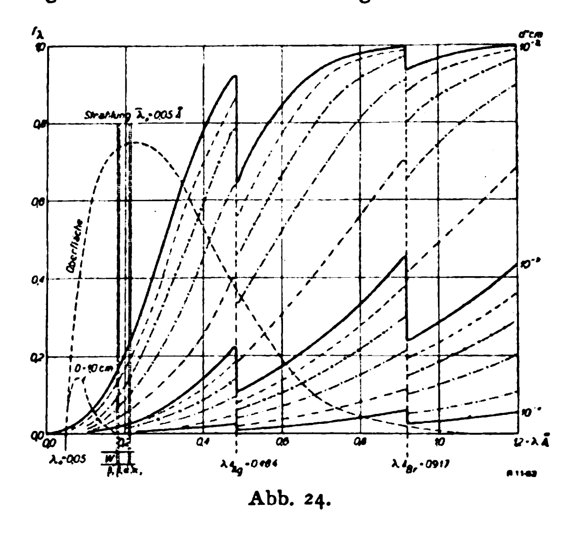


Abb. 24.

ab. Gerade im kurzwelligsten Abschnitt liegen aber, wie das eingetragene Reststrahlungsspektrum ($\lambda_0 = 0{,}05$ Å., $D = 0{,}0$ und $D = 1{,}0$ cm) zeigt, diejenigen Strahlenkomponenten, welche bei der Eisengruppe angehörigen technischen Untersuchungsstücken von einiger Stärke auf die Platte gelangen.

Nur bei besonders stark gegossenen Schichten würde auch für diese Komponenten ein befriedigender Wirkungsfaktor erzielbar sein. Die Einführung doppelt gegossener statt einfacher Schichten, ist als ein Fortschritt in dieser Richtung anzusehen. Beiläufig können der Kurvenschar Fig. 24 folgende Relativwerte von Wirkungsfaktoren für die Bromsilberschicht von $d' = 10^{-4}$ cm entnommen werden:

				$\lambda_{A\,(Ag)}$	$\lambda_{A\,(Br)}$	
$\lambda =$	0,05	0,1	0,2	0,484	0,917	1,15 Å.
$f_\lambda \cdot 10^{-2} =$	0,008	0,03	0,2	2,4/1,0	6,0/2,5	5,5 „

Die Kenntnis der Relativwerte des radiographischen Wirkungsfaktors bietet die Möglichkeit, den spektralen Verlauf der radiographischen Wirkung für beliebige komplexe Strahlungen näherungsweise zu ermitteln und gewissermaßen ein theoretisches „Wirkungsspektrogramm" aufzustellen.

Knüpft man beispielsweise an die in Abschnitt II, Abb. 13 nach Behnken gegebene Darstellung des Intensitätsverlaufes im kontinuierlichen Röntgenspektrum eines Glühkathodenrohres an, so erhält man durch Multiplikation der Einzelkomponenten

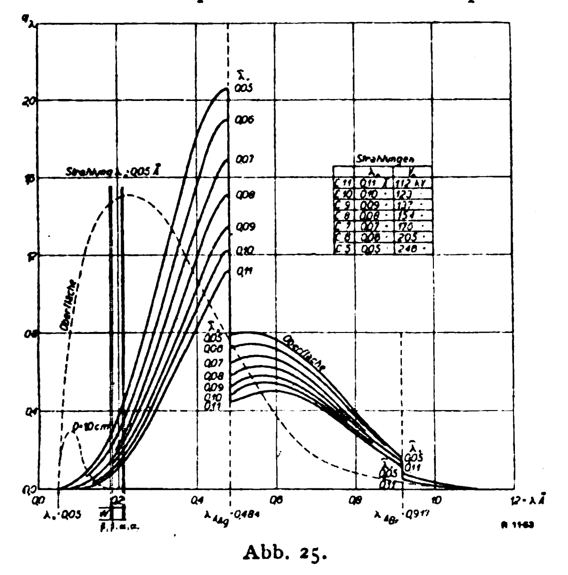


Abb. 25.

E_λ mit den zugehörigen radiographischen Wirkungsfaktoren f_λ für $d' = 10^{-4}$ cm die theoretischen radiographischen Wirkungsspektren der ungefilterten Strahlungen Abb. 25. In ähnlicher Weise entstehen aus den eisengefilterten Restspektren der Strah-

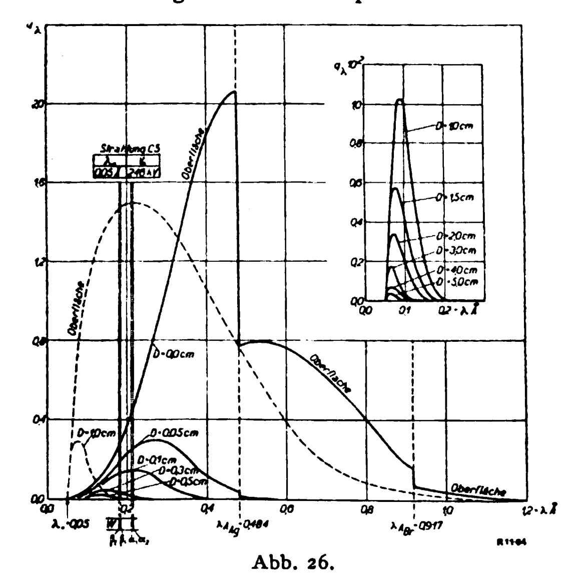


Abb. 26.

lung $\widehat{\lambda_0} = 0{,}05$ Å. (Abschnitt II, Abb. 14) die theoretischen radiographischen Wirkungsrestspektren Fig. 26. Hierzu muß eines betont werden. Die zugrunde gelegten Einzelkomponenten stellen zunächst Ionisationswerte und nur mit einem gewissen Gangunterschied die „wahren" Energiewerte der Strahlungskomponenten dar. Wenn sich, wie es unternommen werden soll, experimentell zeigen läßt, daß trotzdem eine annähernd richtige Wiedergabe der Erscheinungen auf dem beschrittenen theoretischen Wege möglich ist, so stützt dies offenbar die Auffassung, daß die Reduktion des Silberhaloides gleichfalls über eine Ionisation ähnlichen Ganges erfolgt.

Um dem Vergleich eines theoretisch entworfenen Spektrums mit einer Spektralaufnahme, wie sie etwa mit einem Kristallspektrographen erhalten wird, durchzuführen, muß vorerst der Zusammenhang der durch die Formel definierten radiographischen Wirkung mit der Plattenschwärzung gestreift werden. Wie ebenfalls Untersuchungen von

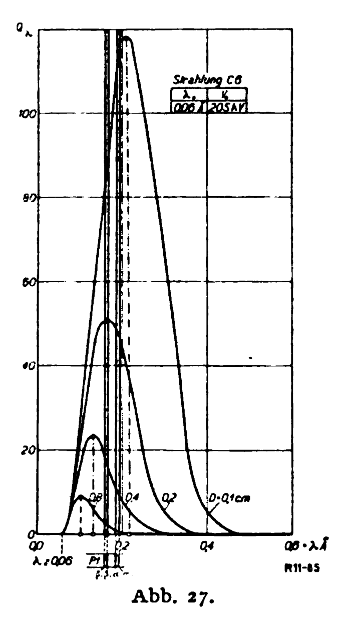


Abb. 27.

Glocker sichergestellt haben, entspricht im Gebiete der Unterbelichtung ($S - s_0 \leqq 0{,}6$) der „Wirkung" q_λ einer Spektralkomponente die Schwärzung:

$$S - s_0 = \text{konst.} \cdot q_\lambda = \text{konst.} \cdot f_\lambda \cdot E_{S_\lambda},$$

d. h. der Verlauf des „Schwächungs"spektrums ist proportional dem „Wirkungs"- bzw. „Energie"-spektrum. So würde beispielsweise das theoretische Wirkungsspektrum einer stark eisengefilterten Strahlung von $\lambda_0 = 0{,}06$ Å. Grenzwellenlänge, wie es Fig. 27 darstellt, zugleich den Intensitätsverlauf in einem schwach belichteten Schwärzungsspektrum darstellen.

Für diejenigen Teile des Schwärzungsspektrums, welche das Gebiet normaler Belichtung

$$(1{,}3 < S - s_0 \leqq 4)$$

erreichen, entspricht der „Wirkung" q_λ einer Spektralkomponente die Schwärzung:

$$S - s_0 = \text{konst.} \cdot \ln q_\lambda = \text{konst.} \cdot \ln f_\lambda \cdot E_{S_\lambda}.$$

Zwischen „Wirkungs“- bzw. „Energie“spektrum und „Schwärzungs“spektrum besteht hier keine Proportionalität der Ordinaten mehr. Vielmehr erscheinen die Schwärzungsordinaten, insbesondere die der Linien und des Kurvenscheitels entsprechend der logarithmischen Funktion mehr oder weniger gedrückt. Der Unterschied zwischen dem radiographischen Schwärzungsspektrum und dem primären Energiespektrum der Röntgenstrahlung wird dadurch weiterhin vergrößert.

Bildlich kann man dieser Verzerrung stark belichteter Schwärzungsspektren einigermaßen dadurch gerecht werden, daß man das theoretische Wirkungsspektrum einer Strahlung in ein logarithmisches Raster transformiert. In Abb. 28 ist dies für die ungefilterte Strahlung $\widehat{\lambda}_0 = 0{,}06$ Å. geschehen. Hierbei wurden als Orientierungsmarken

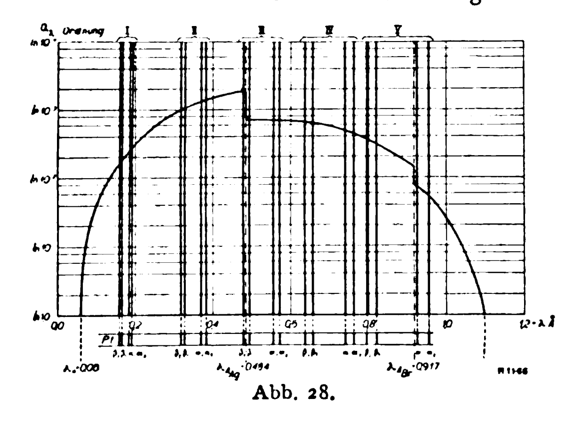


Abb. 28.

noch die im Kristallspektrogramm gleichzeitig auftretenden „K“-Liniengruppen des Antikathodenmaterials (Pt) erster bis fünfter Ordnung eingetragen.

Zwischen den Gebieten mit strenger einfacher und logarithmischer Proportionalität also

$$0{,}6 < S - s_0 \leqq 1{,}3$$

liegt ein Übergangsgebiet mit angenäherter Proportionalität. Im Gebiete der Überlichtung endlich $S - s_0 > 4$ entspricht der Steigerung der Energie keine wesentliche Steigerung der Schwärzung mehr. Darüber hinaus tritt Solarisation ein.

Zur Kontrolle der theoretisch entworfenen Spektren wurden mittels des Seemannschen Spektrographen eine Reihe von Aufnahmen eisengefilterter Strahlungen gemacht, deren Schwärzungsverlauf im Physikalischen Staatslaboratorium Hamburg mittels registrierenden Mikrophotometers (nach P. P. Koch) festgestellt wurde.

Zur Untersuchung gelangte die bereits in Abschnitt III erwähnte äußerst intensive Strahlung eines Elektronenrohres (Müller Metwa) mit Platinantikathode am „Radiotransverter“ (Hochspannungsgleichrichter in der neuesten für besonders hohe Spannungen und Belastungen durchgebildeten Bauart des Verfassers). An Stelle der normalen Siedekühlung war eine Zirkulationswasserkühlung eingerichtet, so daß die Röhrenstromstärke dauernd auf etwa 8 Milliampere, bei etwa 207 kV. Scheitelspannung (entsprechend $\lambda_0 = 0{,}06$ Å.) gehalten werden konnte. Als Strahlenfilter dienten Elektrolyteisenbleche (D = 0,01 cm) in steigender Anzahl. Hauff-Ultra-Rapid-Röntgenplatten ohne Verstärkungsfolie, Adurolentwickler. Die Mikrophotometerkurve des mit weit ausgeschwenktem Kristall erhaltenen, reichlich belichteten (40 Minuten) Gesamtspektrums der primären Strahlung Tafel III, 1 zeigt in der Tat in Übereinstimmung mit Fig. 28 eine erhebliche Depression der Scheitel- und Linienordinaten und ein absolutes Schwärzungsmaximum unmittelbar vor dem Steilabfall der Silberkante, der allerdings durch Überlagerung der „Pt“-Linien dritter Ordnung etwas gestört wird. Auch der Steilabfall der Bromkante wird durch die „Pt“-Linien fünfter Ordnung verwischt.

Wesentlich mehr zeigen die Mikrophotometerkurven der schwächer belichteten Reststrahlungsspektren mit D = 0,01, 0,02, 0,04 und 0,08 cm Eisenfilter (Tafel III, 2—5). In Übereinstimmung mit Abb. 27 zeigt sich ein schleichender Abstieg zur Grenzwellenlänge und ein Wendepunkt im kurzwelligen Kurvenast. Als Wellenlänge $\lambda_{max.}$ des Schwärzungsscheitels bzw. des auf Grund der entwickelten Theorie berechneten Wirkungsscheitels, findet sich für die Strahlung $\widehat{\lambda}_0 = 0{,}06$ A. die folgende:

Filter D	Schwärzung $\lambda_{max.}$ gemessen	Wirkung λ_{max} berechnet	Lage der Pt-K-Linien erster Ordnung
0,01 cm	0,20 Å.	0,21 Å.	rechts } des Scheitels
0,02 „	0,16 „	0,16 „	mitten } des Scheitels
0,04 „	0,13 „	0,13 „	links } des Scheitels
0,08 „	0,11 „	0,10 „	stark links } des Scheitels

Die fast vollkommene Übereinstimmung des berechneten und gemessenen Scheitelortes bestätigt augenscheinlich die auf einer ganzen Reihe von Näherungsannahmen beruhenden theoretischen Darlegungen recht gut.

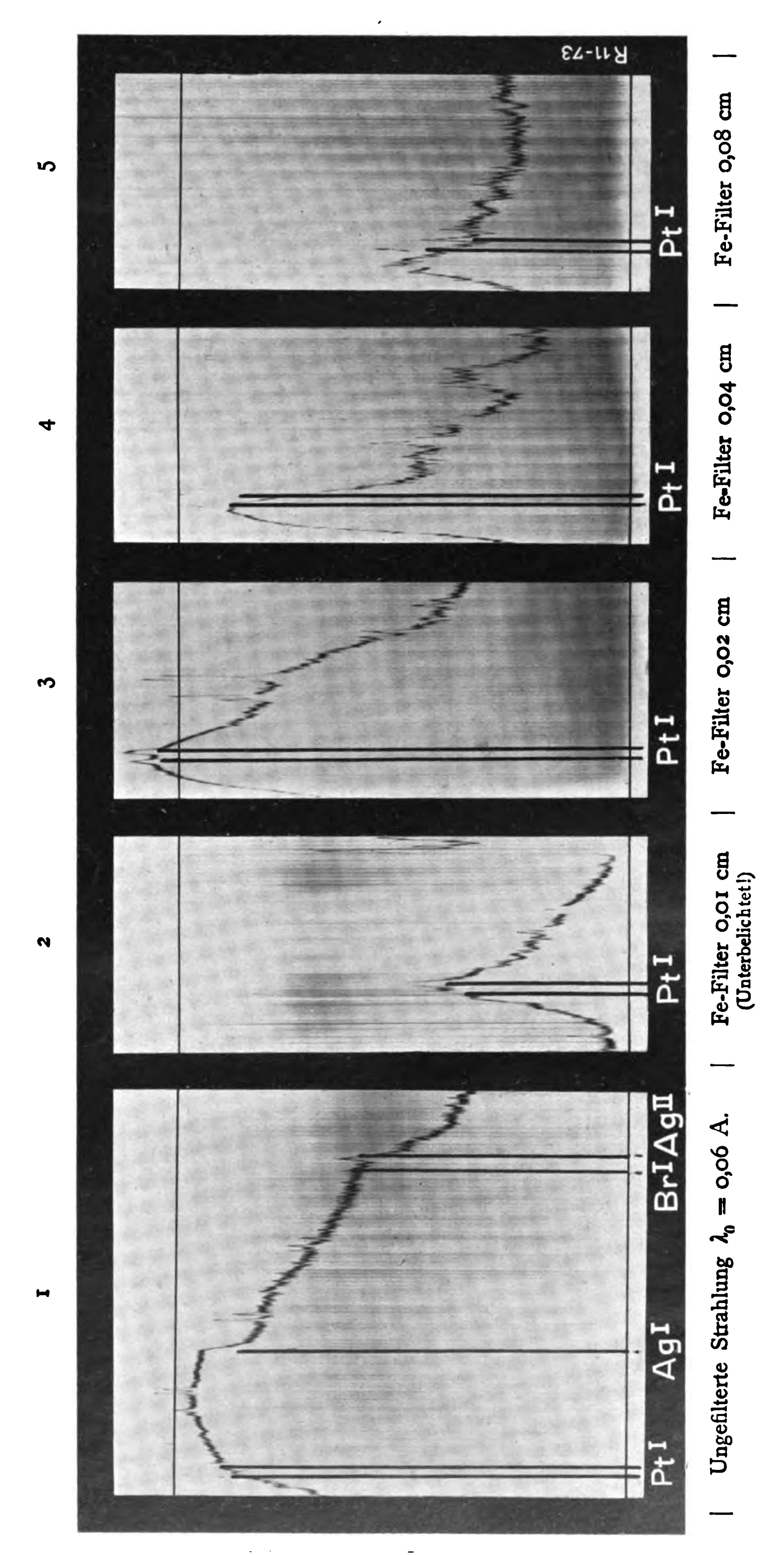
Es scheint somit statthaft, weitere Schlußfolgerungen hinsichtlich der Integralwirkung bzw. des Gesamtschwärzungsvermögens heterogener Strahlungen insbesondere der eisengefilterten Reststrahlungen zu ziehen.

Ähnlich wie (Abschnitt II) die Gesamtenergie heterogener Strahlungen proportional dem Flächeninhalt der Energiespektren gefunden wurde

$$\widehat{E} = \text{konst.} \cdot F_E,$$

findet sich die „radiographische Gesamtwirkung“ solcher Strahlungen proportional dem Flächeninhalt der theoretischen Wirkungsspektren

$$Q = \text{konst.} \cdot F_W.$$


1
2
3
4
5
Pt I
Ag I
Br I Ag II
Pt I
Pt I
Pt I
Pt I
Ungefilterte Strahlung λ_0 = 0,06 A.
Fe-Filter 0,01 cm
(Unterbelichtet!)
Fe-Filter 0,02 cm
Fe-Filter 0,04 cm
Fe-Filter 0,08 cm

Planimetriert man also die den primären Anfangsstrahlungen (Abb. 25) sowie die den verschiedenen Eisenfilterstärken (Abb. 26) zugeordneten theoretischen Wirkungsspektren, so erhält man die Relativwerte der „radiographischen Gesamtwirkung" heterogener Strahlungen in der wirksamen Bromsilberschichteinheit $d' = 10^{-4}$ cm.

Trägt man die der radiographischen Gesamtwirkung Q proportionalen Werte F_W als Funktion der Plattenstärke D in ein logarithmisches Raster (Abb. 29) ein, so entstehen die

charakteristischen Schwächungskurven der radiographischen Gesamtwirkung

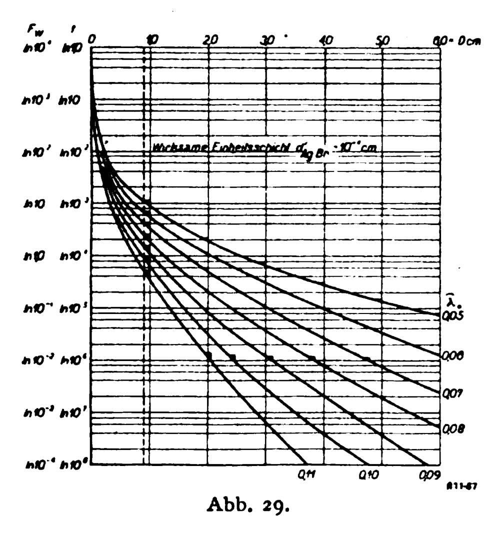


Abb. 29.

eisengefilterter Strahlungen in der Bromsilbereinheitsschicht.

Der Verlauf dieser Kurven ähnelt durchaus dem der charakteristischen Energieschwächungskurven (Abschnitt II, Abb. 16), nur ist die Neigung der gleichen Filterstärken D entsprechenden Kurventangenten durchweg, besonders aber in den ersten Schichten wesentlich stärker, d. h., die radiographische Wirkung eisengefilterter Reststrahlungen nimmt viel schneller ab, als es der Energieschwächung allein entsprechen würde.

Das charakteristische Kurvenbüschel stellt dabei nach Lage und Form diejenige radiographische Gesamtwirkung dar, welche man bei konstantem Strom und konstanter Belichtungsdauer durch Steigerung der Betriebsspannung erhält.

Umgekehrt entspricht bei konstanter Betriebsspannung, jeder Änderung der primären Gesamtstrahlung, sei es durch Änderung der Betriebsstromstärke oder der Belichtungsdauer, eine Parallelverschiebung der charakteristischen Wirkungskurve in Richtung der Ordinatenachse.

Aus dem Verhältnis der Flächenintegrale der

$$\frac{\text{radiogr. Gesamtwirkung}}{\text{Gesamtenergie}} = \frac{Q}{\widehat{E}} = \widehat{f} = \text{konst.}\ \frac{F_W}{F_E},$$

gebildet für irgendeine heterogene Strahlung $\widehat{\lambda}_0$ und irgendeine Filterstärke D folgen theoretisch die Relativwerte des

„spezifischen" Wirkungsfaktors eisengefilterter Strahlungen

für die Bromsilbereinheitsschicht. Diese sind im logarithmischen Raster (Abb. 30) als Funktion der Plattenstärke aufgetragen, wobei folgendes festgestellt wird:

Der spezifische Wirkungsfaktor der heterogenen Strahlungen in der Bromsilberschicht sinkt schon bei ganz geringen Eigenschichten rasch zu kleinen Werten herab. Im weiteren Verlauf ($D > 0{,}1$ cm) wird diese Annahme geringer. Er nähert sich endlich asymptotisch dem spezifischen Wirkungsfaktor der betreffenden Grenzwellenlänge. Für heterogene Strahlungen mit kürzerer Grenzwellenlänge ist er durchweg kleiner als für solche mit längerer Grenzwellenlänge, im Einklang damit, daß von der Energieeinheit der kurzwelligen Strahlungen

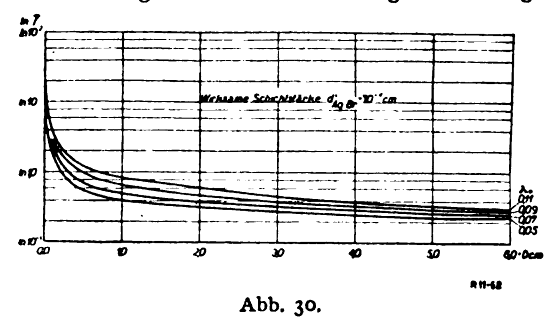


Abb. 30.

beim Durchgang durch die Bromsilberschicht weniger zur Absorption gelangt als bei langwelligeren.

Die radiographische Gesamtwirkung $Q = \widehat{f} \cdot \widehat{E}$ verhält sich dagegen umgekehrt, da mit abnehmender Grenzwellenlänge $\widehat{E}$ schneller wächst, als $\widehat{f}$ sinkt.

Gemäß dem auch für die Integralwirkung geltenden Reziprozitätsgesetz kann die Schwächung der Strahlenintensität in tiefen Schichten des Untersuchungsstückes durch diejenige verlängerte Belichtungsdauer ausgeglichen werden, welche dem Produkt $\widehat{E} = \widehat{J} \cdot t$ entspricht. Da auch

$$\ln \widehat{J} + \ln t = \text{konst.}$$

ist leicht einzusehen, daß sich die relativen Werte der Belichtungszeiten für konstante radiographische Gesamtwirkung im logarithmischen Raster einfach durch Einführung entsprechender Zeitordinaten darstellen lassen. Abb. 29 ist also gleichzeitig eine graphische Belichtungstabelle. Die erforderlichen Belichtungszeiten steigen schon bei geringen Eisenfilterschichten rasch zu bedeutenden Werten an. Dann folgt etwa im Gebiete $D \cong 0{,}5$ cm eine Art Knie, worauf die Kurven weiterhin unter geringerer Neigung gestreckt verlaufen.

Beiläufig handelt es sich für ein 5 cm starkes Untersuchungsstück selbst bei der durchdringungsfähigen Strahlung von $\widehat{\lambda}_0 = 0{,}06$ Å. etwa um 5 Dekaden Unterschied in der relativen Belichtungsdauer gegenüber der ungefilterten Strahlung. Zweifellos findet an dieser Tatsache das Verfahren, die Strahlenschwächung durch Verlängerung der Belichtungsdauer auszugleichen, seine Grenzen.

Welche Schwärzung der radiographischen Gesamtwirkung der eisengefilterten Strahlung in der Bromsilberschicht entspricht, läßt sich aus den bisher ermittelten relativen Werten theoretisch nicht ableiten. Im allgemeinen wird, genügende Primärstrahlenleistung vorausgesetzt, jede als Funktion der Filterstärke aufgetragene Schwärzungskurve die eingangserwähnten Schwärzungsbezirke durchlaufen. Wo die Grenzen der einfachen und der logarithmischen Proportionalität für irgendeine Strahlenleistung und irgendeinen Untersuchungstoff liegen, kann nur experimentell bestimmt werden. Jedenfalls werden sich die charakteristischen Schwärzungskurven der radiographischen Gesamtwirkung (Abb. 29), welche im Gebiet der Unterbelichtung zugleich den Verlauf der Schwärzung wiedergeben, im Gebiete der normalen Belichtung, etwa dadurch zur Darstellung des Schwärzungsverlaufes heranziehen lassen, daß man sie einer nochmaligen Logarithmierung der Ordinaten unterzieht.

Um hinsichtlich der Integralwirkungen eisengefilterter Strahlungen einen Vergleich der vorgetragenen Theorie mit praktischen Ergebnissen zu erhalten und zugleich den Anschluß der bisher willkürlich gewählten Ordinatenmaßstäbe an die tatsächlichen Schwärzungen zu erhalten, wurde die in Abschnitt III beschriebene Versuchsanordnung gemäß der in Abb. 31 angedeuteten Weise abgeändert.

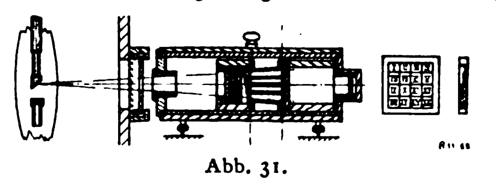


Abb. 31.

Zur Darstellung einer umfassenden Skala von Eisenplattenstärken dienten genau kalibrierte Flußeisentestkörper mit 4 Stärkenstufen von 0,5 cm (Grobfilter) bzw. 16 Stärkenstufen zu 0,05 cm (Feinfilter), dazu kamen Zusatzplatten von 0,5 cm Stärke zur Auffüllung bis zur Gesamtplattenstärke von 6 cm.

Hinter das Eisenplattensystem und vor die in 40 cm Fokusabstand befindliche Schicht (Hauff-Ultra-Rapid-Röntgenplatte 6 × 6 cm) kam ein auf die Röntgenröhre fokusiertes Wabenraster (Bucky), welche den Gesamtstrahl in 16 Einzelstrahlen unterteilte und den Einfluß der Streuzusatzstrahlung auf die einzelnen Stufenfelder des Testkörpers wirksam unterdrückte. Feld 16 diente in allen Fällen zur Ermittlung des Plattenschleiers s_0, nachdem die betreffende Wabe mittels eines Bleieinsatzes strahlenundurchlässig ausgefüllt war. Zur Untersuchung wurde die bereits in Abschnitt III erwähnte spektrographisch auf $\widehat{\lambda}_0 = 0{,}060$ A. festgelegte und während der Versuchsdauer bis auf geringe Schwankungen festgehaltene Strahlung eines unter Zirkulationspumpenkühlung dauernd mit 8 mA. belastetes Elektronenrohres (Müller Metwa) im Anschluß an den obenerwähnten „Radiotransverter" verwendet. Mit dieser intensiven konstanten Strahlung wurden einmal unter Beibehaltung der Filteranordnung (D = konst.) die Belichtungsdauer verändert (t = 0,5, 1, 5, 10, 20, 30, 60 Min.). Ein zweites Mal wurde unter Beibehaltung der Belichtungsdauer (t = konst.) die Filteranordnung durch Hinzufügen von Zusatzplatten stufenweise bis $D = 6$ cm verändert. Zur Kontrolle wurde jede Aufnahmereihe wiederholt. Die Entwicklung derselben erfolgte gleichzeitig mit Normal-Adurolentwickler bei 18° C. und 4 Min. Entwicklungszeit.

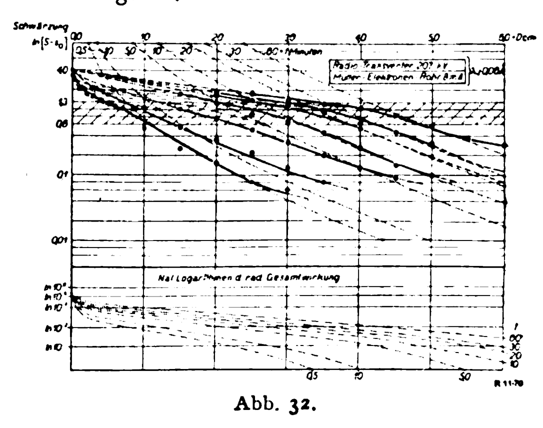


Abb. 32.

Das so gewonnene Plattenmaterial wurde sorgfältig photometriert und ergab nach Abzug des Schleiers die im logarithmischen Raster (Abb. 32) über den Plattenstärken eingetragenen Schwärzungswerte. Die zu gleichen Belichtungszeiten gehörigen Werte wurden durch Kurven verbunden, welche offensichtlich im Einklang mit der Theorie beiderseits einer Übergangszone $0{,}6 < (S - s_0) < 1{,}3$ eine nicht einheitliche Gesetzmäßigkeit aufweisen. Stimmt die Theorie, so muß die aus Fig. 29 zu entnehmende Schwächungskurve der „radiographischen Wirkung" für die Strahlung $\widehat{\lambda}_0 = 0{,}06$ Å. durch einfache Ordinatenverschiebung mit dem im Gebiete der Unterbelichtung (strenge Proportionalität) liegenden Abschnitten der Schwärzungskurven zur Deckung zu bringen sein. Probeweise wurde hiernach für die mit $t = 10$ Min. Belichtungsdauer erhaltene Schwärzungkurve gesetzt:

Schwärzung $S - s_0 = 0{,}6 = 0{,}23$ willkürliche Wirkungseinheiten und die theoretische Schwächungskurve demgemäß eingetragen. Von dieser

ausgehend, wurden durch Parallenverschiebung die den Belichtungsdauern $t = 0{,}5$, $1{,}0$, 5, 20, 30, 60 Min. entsprechenden theoretischen Kurven gleichfalls einkonstruiert.

Um in ähnlicher Weise im Gebiete der normalen Belichtung (logarithmische Proportionalität) den Schwärzungsverlauf konstruktiv darzustellen, hat man die natürlichen Logarithmen der (gestrichelt eingezeichneten) Wirkungsordinaten einzutragen. (Strich-punktiertes Kurvenbüschel.) Man erhält dann zu jeder Wirkungskurve eine gestreckte Kurve von charakteristischer Neigung mit Wendepunkt im mittleren Bezirke.

Da sich das Schwärzungsgesetz im „Übergangsgebiete" der exakten Formulierung entzieht, besteht sowohl bezüglich der Übergangskurve als auch des Anschlusses der logarithmierten „Geraden" als Endtangenten eine gewisse Unbestimmtheit. In Abb. 32 wurden sie, um irgendeine Näherung anzugeben, so eingelegt, als ob sie dem Schnittpunkt der gestrichelten Wirkungskurven mit dem Schwärzungsniveau $S - s_0 = 1{,}0$ entsprängen. Mit der so entworfenen Linienschar als dem theoretischen Gerippe des Schwärzungsverlaufes der Strahlung $\widehat{\lambda}_0 = 0{,}06$ Å. bei Filterung durch Flußeisen findet zwar begreiflicher Weise keine vollkommene Deckung statt, immerhin kann man folgende bemerkenswerte Übereinstimmungen als charakteristisch feststellen.

1. Sämtliche Meßreihen bestätigen das durch die Theorie geforderte Knie im Übergangsgebiet. Nur scheint der Scheitelabstand der Übergangskurven größer zu sein und das Übergangsgebiet selbst beiderseits verbreitert.
2. Im Gebiet der Unterbelichtung zeigt sich der nach oben konkave Charakter der Schwärzungskurven bestätigt. Auch die relative Höhenlage der zu den verschiedenen Strahlenleistungen (Belichtungsdauern) gehörigen Kurven stimmt im allgemeinen.
3. Im Gebiete der Normalbelichtung tritt bis auf den Bereich schwächster Plattenstärken der im logarithmischen Raster zu erwartende gestreckte Charakter der Schwärzungskurven deutlich zutage. Endlich ist auch das steile Aufstreben der Schwärzungskurven im Gebiet kleinster Plattenstärken nach einem der maximalen Schwärzung durch die ungefilterte Strahlung entsprechendem Punkte an der Feinrasteraufnahme mit $t = 0{,}5$ Min. gut zu beobachten.
4. Es bestätigt sich endlich die Divergenz des Kurvenbüschels bei wachsender Plattenstärke. Für die höheren Strahlenleistungen werden die Neigungen immer flacher.

Wenn auch nicht allenthalben Richtung und Höhenlage der praktischen und theoretischen Schwärzungskurven vollkommen übereinstimmen, insbesondere die praktischen Kurven weichere Übergänge zeigen als es dem strengen theoretischen Gerüst entsprechen würde, bedeuten die an Hand der Darstellung Abb. 32 gemachten Feststellungen unter Anrechnung der natürlichen Fehlergrenzen des radiographischen Verfahrens im ganzen eine befriedigende Bestätigung der entwickelten Theorie. Die Übereinstimmung scheint um so besser zu sein, je größer die Strahlenleistung und die Filterstärke gewählt wurde. In diesem Gebiete scheint trotz der langen Kette von Schlüssen und Vernachlässigungen das Bild der komplizierten radiographischen Erscheinungen im wesentlichen getroffen zu sein.

Die Schwärzungskurven im logarithmischen Raster Abb. 32 gestatten endlich nach der in Abschnitt II entwickelten Methode der charakteristischen Dreiecke den tatsächlichen Schwärzungsunterschied $S_M - S_N$ des Systems Eisen-Lufteinschluß für die Strahlung $\widehat{\lambda}_0 = 0{,}06$ A. als Funktion der Plattenstärke zu ermitteln. Damit ist auch der Schwärzungskontrast $k_S = \frac{S_M - S_N}{S_N}$ für irgendeinen Lufteinschluß über den ganzen Bereich hin bestimmbar. Nachdem die Schwärzungskurven im Gebiete der Unterbelichtung einen Wendepunkt aufweisen, besitzt die Schwärzungskontrastfunktion an dieser Stelle ein übrigens flaches Maximum. Für eine gegebene Plattenstärke D wendet man daher zweckmäßig diejenige Belichtungsdauer an, welche zu diesem maximalen Schwärzungskontrast in Gebiete der Unterbelichtung führt. Für den Lufteinschluß $d = 0{,}01$ cm ergeben sich auf diese Weise folgende Werte:

$\lambda_0 = 0{,}06$ A. bei 8 mA.

$D =$	1	2	3	4	5	6 cm
t opt. etwa . .	1	2,5	5	11	25	60 Min.
$S - s_0$ opt. etwa	0,9	0,6	0,4	0,3	0,25	0,2

Nimmt mau für die untere Grenze der sicheren praktischen Wahrnehmung $k_s = 0{,}02$ an, so müßte z. B. ein Lufteinschluß $d = 0{,}02$ cm in Flußeisenplatten von $D = 5$ bis 6 cm noch nachweisbar sein. Die in Abschnitt III erwähnte Versuchsreihe gestattete in der Tat diesen Grenzwert für das normale Aufnahmeverfahren ohne Verstärkungsfolie experimentell festzustellen. Die Anwendung einer Verstärkungsfolie konnte diese Grenze nur um etwa 1 cm weiter bringen.

Das Ziel, eine allgemeine Theorie der radiographischen Methode zu geben, ist hiermit erreicht. Auch wurden speziell für das System Eisen-Luft-

einschluß und die Strahlung $\widehat{\lambda_0} = 0{,}06$ Å. die Grenzleistungen der radiographischen Methode theoretisch und praktisch festgestellt.

Abschließend kann gesagt werden, daß sich der radiographischen Methode nach drei Richtungen hin Erweiterungsmöglichkeiten gegenüber den ermittelten, für manche Aufgaben der Technik noch unzulänglichen Grenzen bieten: Übergang auf noch durchdringungsfähigere Strahlungen von etwa $\lambda_0 = 0{,}05$ oder $0{,}04$ Å. Grenzwellenlänge, Verbesserung des radiographischen Wirkungsfaktors der strahlenempfindlichen Schicht (Sensibilisierung) im kurzwelligsten Spektralbezirk und die Erhöhung des Verstärkungsfaktors der Folien.

Zusammenfassung.

Es wird erstmalig eine systematische Gesamtdarstellung der Grundlagen der technischen Strahlendiagnostik unter besonderer Berücksichtigung des Eisens unternommen. Hierzu werden nach Aufstellung von Näherungsformeln zur Berechnung der strahlenphysikalischen Konstanten einfacher und zusammengesetzter Stoffe die Gesetze der Energieschwächung eines hochfrequenten Einwellenstrahles im homogenen und nicht homogenen Stoff entwickelt, sowie einfache auf Einführung eines logarithmischen Rasters beruhende graphische Methoden zur Behandlung einzelner Strahlenschwächungsprobleme gegeben. Für den Fall des Fremdstoffeinschlusses werden die Grundbedingungen für die Darstellbarkeit von Strukturfehlern mittels der radiographischen Methode erörtert. Dieselben Probleme werden fernerhin unter Zugrundelegung des hochfrequenten Energiespektrums, auch für heterogene Strahlungen, wie sie das Röntgenrohr liefert, rechnerisch und graphisch behandelt. Zur Darstellung der Streuung hochfrequenter Strahlungen im dichten Medium sowie der für die Aufnahmetechnik wichtigen Begriffe der Reichweite und der günstigsten Arbeitszone werden Strahlenlängs- und Querschnittsaufnahmen in Al- und Fe-Blöcken mitgeteilt. Auch die Grenze der Darstellbarkeit von Lufteinschlüssen in starken Eisenplatten wird mit einer ähnlichen Versuchsanordnung für die Strahlung $\widehat{\lambda_0} = 0{,}06$ Å. ermittelt. Der Zusammenhang der Erscheinungen: hochfrequente Strahlungsenergie — radiographische Wirkung — Schichtschwärzung wird endlich unter Zugrundelegung eines auf der Strahlenabsorption in der Bromsilber schicht beruhenden Näherungsansatzes versucht, mittels welchem auf theoretischem Wege die primären und gefilterten „Energie"-Spektren in die entsprechenden „Wirkungs"-Spektren transformiert wurden. An dem Beispiel einer eisengefilterten Strahlung, deren Spektren mikrophotometrisch ausgewertet wurden, ließ sich eine hinlängliche Übereinstimmung mit diesen letzteren feststellen. Aus den theoretischen Wirkungsspektren folgt durch graphische Integration die relative radiographische Gesamtwirkung heterogener Strahlungen. Diese wurde für den Fall der Filterung heterogener Strahlungen mit Eisenplatten, in Gestalt charakteristischer Schwächungskurven, im logarithmischen Raster dargestellt. Andererseits wurden die mit einer intensiven eisengefilterten Strahlung von $\lambda_0 = 0{,}06$ Å. Grenzwellenlänge („Radio-Transverter") bei verschiedenen Expositionszeiten und Plattenstärken tatsächlich erzielten Schwärzungen auf Grund exakter Versuchsreihen photometrisch ermittelt. Die Überlagerung der für die erwähnte Strahlung theoretisch abgeleiteten Kurven über die experimentell erhaltenen Schwärzungskurven ergibt eine befriedigende Deckung und damit eine Stütze der vorgetragenen Gesamtdarstellung der radiographischen Methode.

(Eingegangen am 10. Oktober 1923.)

Überspannungen an Quecksilberdampfgleichrichtern und ihre Ursache.

Von A. Günther-Schulze.

Nach Mitteilung einer Firma sind in der Kälteperiode des letzten Winters wiederholt an Gleichrichteranlagen, die sich in kalten Räumen befanden, sehr hohe Überspannungen aufgetreten, die empfindliche Zerstörungen in der Anlage zur Folge hatten. Seltener kommen auch bei gewöhnlicher Temperatur derartige Durchschläge vor. Im Anschluß daran habe ich einige Versuche angestellt und bin zu folgender Erklärung der Durchschläge gekommen.

Bekanntlich ist die Existenz eines Lichtbogens an die Bedingung geknüpft, daß sich auf der Kathode eine Stelle sehr hoher Temperatur befindet, aus der die erforderliche Anzahl Elektronen ausgesandt wird. Wird diese Elektronenaussendung aus der Kathode auch nur die denkbar kürzeste Zeit unterbrochen, so erlischt der Lichtbogen. Das Erlöschen geht während einer Zeit vor sich, die noch wesentlich kürzer zu sein scheint als eine hunderttausendstel Sekunde. Die erforderliche hohe Temperatur wird dadurch erzeugt, daß die aus der Gasstrecke kommenden positiven Ionen, die Kationen, durch den Kathodenfall, den sie durchlaufen, eine solche Energie erlangen, daß sie bei ihrem Aufprall auf die Kathode diese zur Weißglüt erhitzen. Dazu ist nötig, daß sie sich auf einen ganz kleinen Fleck konzentrieren, da sonst ihre Energie nicht ausreicht. Aus diesem Fleck stürzt aber sogleich infolge seiner hohen Temperatur ein Quecksilberdampfstrahl hervor, der die ankommenden Ionen beiseite drängt. Sie müssen sich also stets neue Auftreffstellen auf der

Kathode suchen. Deshalb irrt der Kathodenfleck mit außerordentlicher Geschwindigkeit auf der Quecksilberoberfläche hin und her. Immer rechtzeitig die nötige Temperatur auf der neuen Stelle herzustellen, wird den Kationen um so schwieriger

a) je geringer die Stromstärke ist,

b) je schneller sich der Fleck im Augenblick gerade fortbewegt.

Es ist also möglich, daß ein Lichtbogen bei einer geringen Stromstärke eine oder einige Minuten brennt, um dann plötzlich bei einer besonders schnellen Fleckbewegung zu erlöschen. Ferner wird die Konzentration der Kationen auf einen Fleck um so mehr erschwert, je geringer der Gasdruck ist, denn um so größer wird die freie Weglänge der Kationen und um so weitar streuen sie nach allen Seiten, anstatt sich durch das elektrische Feld auf einen Fleck konzentrieren zu lassen.

In einem von Fremdgasen freien Gleichrichterkolben, in dem sich ausschließlich Quecksilberdampf befindet, nimmt der Dampfdruck sehr schnell mit der Temperatur ab. Also erlischt der Lichtbogen in einem solchen Gleichrichter bei um so höheren Stromstärken, je kälter der Gleichrichter ist. Die folgende Versuchsreihe möge das illustrieren.

Ein Einphasengleichrichter für 20 A. wurde auf verschiedene Temperaturen gebracht und nachdem er diese hinreichend angenommen hatte, ein Gleichstromlichtbogen in ihm mit 120 V. Betriebsspannung erzeugt und sogleich der Strom solange verringert, bis der Gleichrichter erlosch. Bei jeder Temperatur wurde eine größere Anzahl Messungen dieser Art ausgeführt und daraus das Mittel genommen. So ergab sich

Temperatur des Gleichrichters	Mindeststromstärke
− 2,3° C.	6,00 A.
+ 5,0° C.	4,45 A.
+23 ° C.	2,95 A.
+70 ° C.	1,95 A.

Man könnte meinen, daß diese Neigung des Gleichrichters zum Erlöschen durch Vorschalten einer kräftigen Induktivität wirksam bekämpft werden könnte. Das ist aber nicht der Fall, wie folgende Versuche zeigen.

Einphasengleichrichter für 20 A. bei Zimmertemperatur.

	Mindeststromstärke
Ohne Induktivität	2,40 A.
0,2 Henry	2,30 A.
1,2 Henry	2,35 A.

Der Ausschaltevorgang vollzieht sich so schnell, daß die an der Induktivität entstehende hohe Ausschaltespannung bereits einen nicht mehr brennenden Lichtbogen vorfindet. Auch die Mindeststromstärke nimmt mit wachsender Spannung nur langsam ab, wie folgende Versuche zeigen:

Betriebsspannung	Gleichrichter für 10 A. $t = 20^0$ C.	Gleichrichter für 100 A. (mäßiges Vakuum) $t = -1{,}0^0$ C.
1500 V.	2,05	1,70
600 V.	2,33	1,93
360 V.	2,43	2,05
120 V.	2,80	2,40

Ebenso haben beim Betrieb der Gleichrichter mit Wechselstrom die in dem Transformator und den Drosselspulen vorhandenen, verhältnismäßig großen elektromagnetischen Energiemengen infolge der außerordentlichen Schnelligkeit der Stromunterbrechung keine Möglichkeit, sich auch nur zu einem geringen Teil auszugleichen, während der Gleichrichter erlischt.

Beim Ausgleich finden sie bereits einen außer Betrieb befindlichen Gleichrichter vor, und stürzen sich infolgedessen auf die schwächste Stelle der ganzen Anlage. Ist die Gasstrecke des Gleichrichterkolbens diese Stelle, so gleichen sie sich durch sie aus, wobei sie dann in der Regel den Kolben wieder zünden und die Anlage wird nicht beschädigt. Ist dagegen der Kolben nicht die schwächste Stelle, so findet der Ausgleich irgendwo in der Anlage in Form eines Durchschlages statt. Für die Beurteilung dieses Durchschlages ist von größter Wichtigkeit, daß die sich ausgleichende Energie infolge der außerordentlichen Geschwindigkeit des Vorganges mit einer Spannungswelle sehr steiler Front in die Anlage eindringt. Das hat beispielsweise zur Folge, daß parallelliegende Schutzwiderstände wie z. B. Silitwiderstände vollständig von dieser Wanderwelle verschmäht werden, wenn die Zuleitungsdrähte zu ihnen einige scharfe Krümmungen aufweisen, während andere hochisolierte, aber auf geradem Wege liegende Stellen vom Durchschlag betroffen werden. Schutzapparate gegen diese Hochspannungswanderwellen haben also nur dann Zweck, wenn sie ohne irgendwelche Krümmungen in den Zuleitungen geradlinig zwischen die Anoden oder zwischen Anode und Kathode gelegt werden.

Ist der Gleichrichter die schwächste Stelle, so daß er wieder zündet, so verläuft der ganze Unterbrechungsvorgang so schnell, daß weder an einem Strommesser, noch am Gleichrichterkolben selbst irgendetwas davon zu sehen ist, dagegen verrät er sich dem Ohre. Verringert man nämlich die Stromstärke eines mit Gleichstrom belasteten Gleichrichters, der bei 3,0 A. erlischt, allmählich bis auf etwa 3,5 A., so hört man in Abständen von einigen Sekunden ein scharfes Knacken im Vorschaltwiderstand, ähnlich dem bekannten Telephonknacken. Dieses Knacken rührt daher, daß



der Gleichrichter erlosch aber unmittelbar darauf durch den Energieausgleichsvorgang wieder gezündet wurde. Je weiter die Stromstärke verringert wird, desto häufiger ertönt das Knacken, bis die Ausgleichsenergie nicht mehr zum Wiederzünden ausreicht und der Gleichrichter endgültig erlischt.

Hieraus dürfte genügend hervorgehen, wie wichtig es ist, daß die Gasstrecke des Gleichrichters die schwächste Stelle der Anlage ist, d. h. daß die Durchschlagspannung der Gasstrecke des außer Betrieb befindlichen Gleichrichters niedriger ist als die Durchschlagspannung irgendeines sonstigen Teiles der Anlage; nur dann ist die Anlage gegen zerstörende Durchschläge geschützt.

Nun steigt die Durchschlagspannung des Gleichrichters mit abnehmendem Druck. Wird sie der Einfachheit halber dem Druck umgekehrt proportional gesetzt, und ist außer dem von der Temperatur abhängigen Quecksilberdampfdruck p noch der konstante Gasdruck a der Fremdgase vorhanden, so läßt sich schreiben $V_{max} = \frac{C}{a - p}$; ist also der Gleichrichter fremdgasfrei, $a = 0$, so wird V_{max} um so größer, der Kolben um so „härter", je niedriger die Temperatur ist.

Es zeigt sich also, daß niedrige Temperaturen bei hervorragend gut gepumptem Kolben in doppelter Hinsicht verhängnisvoll sind. Erstens erhöhen sie die Mindeststromstärke und damit die Ausgleichsenergie und zweitens vergrößern sie die Durchschlagspannung des Gleichrichters, bis er nicht mehr die schwächste Stelle der Anlage bildet. Die vorstehende Gleichung gibt das Mittel, dem zu begegnen. Der Druck a der Fremdgase darf nicht Null sein, dann kann V_{max} nie über den Wert C/a hinauswachsen, der Gleichrichter bleibt stets weich. Abgesehen von der Erhöhung des Druckes scheinen die Fremdgase außerdem noch einen spezifischen, die Mindeststromstärke verringernden Einfluß zu haben.

Es dürfte nicht nötig sein, besonders zu betonen, daß die erwähnte Wirkung der niedrigen Temperatur nur kurz nach dem Einschalten des Kolbens vorhanden ist, so lange er noch kalt ist. Sobald er einige Zeit gearbeitet und sich soweit erwärmt hat, daß der Hg-Dampfdruck einige Zehntel Millimeter beträgt, ist er stets weich und kann ohne jegliche Gefahr für die Anlage erlöschen.

Nun ist es durchaus nicht nötig, etwa künstlich Fremdgase in den Gleichrichter zu bringen, um ihn bei niedrigen Temperaturen weich zu machen, vielmehr entwickeln sich trotz sorgfältigsten Pumpens bei der Herstellung des Gleichrichters doch im Anfange des Betriebes immer noch reichlich so viel Gase aus dem Elektroden und Gefäßwänden, wie durch die obige Gleichung verlangt werden. Man hat unter Gleichrichterkolben schon ziemlich zu suchen, ehe man einen findet, der so gut gepumpt ist wie der der ersten Tabelle. Die Wirkung von Fremdgasen zeigt sich an folgenden Zahlen:

t ° C.	Mindeststrom in einem Gleichrichter mit sehr gutem	gutem Vakuum	mäßigem
— 2,3° C.	6,00	2,4	0,95 A.

Auch der Gleichrichter mit dem mäßigen Vakuum ist bei 120 V. noch hinreichend betriebssicher.

Werden solche fremdgashaltigen Gleichrichter in einem Betriebe verwandt, in dem die höchste im Gleichrichter auftretende Spannung unterhalb der Glimmspannung des Hg-Dampfes im Betrage von etwa 530 V. liegt, so werden die Fremdgase im Gleichrichter durch die Dauer des Betriebes kaum verändert.

Ganz anders liegen die Verhältnisse, wenn der Gleichrichter mit höheren Spannungen belastet wird, wie es beispielsweise bei Lieferung von 440 V. Gleichspannung also bei Belastung des Gleichrichters mit 900 V. zwischen den Anoden, der Fall ist. Es entsteht dann in der undurchlässigen Richtung Glimmentladung, die zur Zerstäubung der Anoden (Kathoden der Glimmentladung) führt. Bei dieser Zerstäubung werden aber die Fremdgase mitgerissen und niedergeschlagen, so daß der Gleichrichter allmählich vollständig von ihnen befreit wird. Es ist das ganz der gleiche Vorgang, der zum Hartwerden der gewöhnlichen Röntgenröhren führt.

Es sind also solche für höhere Spannungen verwandten Gleichrichter, wenn sie einwandsfrei luftdicht abgeschlossen sind, bei den niedrigen Temperaturen, bei denen der Hg-Dampfdruck nicht merklich ist, um so härter, je kälter sie sind, um so mehr gefährden sie also die Anlage, wenn sie sich auf niedrige Temperatur abkühlen.

Es ist deshalb dringend zu empfehlen, Gleichrichter für höhere Spannungen grundsätzlich nicht in Räumen unterzubringen, in denen sie wesentlich tieferen Temperaturen als etwa + 5° C. ausgesetzt sind und wenn sich dieses nicht vermeiden läßt, mindestens vor dem Inbetriebsetzen an kalten Tagen den Gleichrichter durch Einschalten der Hilfserregung einige Zeit anzuwärmen. Die geringe in der Hilfserregung aufgespeicherte Energie zusammen mit dem geringen Abstand zwischen den Erregeranoden und der Kathode läßt die Gefahr von Durchschlägen im Hilfserregungskreis gering erscheinen.

Soweit ich darüber Versuche angestellt habe, ist die Mindeststromstärke nur vom Verhalten des Kathodenfleckes, also beispielsweise auch von der

Größe der Hg-Oberfläche, nicht dagegen von der Länge der Anodenarme abhängig.

Dagegen wächst mit der Länge und den Krümmungen der Anodenarme die Durchschlagspannung V_{max}. Unter sonst gleichen Verhältnissen wird also eine Anlage durch die Härte eines Gleichrichters um so eher gefährdet, je länger und gebogener die Anodenarme sind.

Von großer Wichtigkeit ist endlich noch, daß die Durchschlaggefahr durch die außerordentliche Schnelligkeit des Erlöschens des Lichtbogens noch auf folgendem Wege sehr vergrößert wird. Es kann vorkommen, daß durch Einschaltvorgänge im Netz irgendwoher hochfrequente Wanderwellen zum Gleichrichter gelangen, die die Spannung am Gleichrichter momentan kompensieren und damit den Lichtbogenstrom für einen unmeßbar kurzen Augenblick auf Null sinken lassen. Dann erlischt der Gleichrichter, während der vom Strommesser angezeigte Strom unter Umständen das Vielfache des Mindeststromes anzeigt. Ist der Gleichrichter dann nicht die schwächste Stelle der Anlage, so kommt es in ihr zu Durchschlägen, die durch die Größe der Ausgleichsenergie besonders verhängnisvoll sind.

Mit dieser Eigentümlichkeit des momentanen Erlöschens des Gleichrichters hängt es auch zusammen, daß man beispielsweise jeden Quecksilbergleichrichter durch Einschalten einer hinreichenden, ihm parallel liegenden Kapazität viel schneller zum Erlöschen bringen kann als durch Ausschalten des Stromes. Nachdem dergestalt die Ursachen der Durchschläge in Gleichrichteranlagen aufgeklärt sind, ist es nicht schwierig, sie zu vermeiden, sei es durch Weichermachen der Kolben, sei es durch wirksamen Einbau von Silitschutzwiderständen, und damit eine Gleichrichteranlage ebenso betriebssicher zu machen wie eine Transfomratorenanlage, bei deren Einschalten ja in früherer Zeit auch verhängnisvolle Durchschläge vorkamen.

(Eingegangen am 26. Februar 1924.)

Über Glanz und Glanzmessung.

Von Hans Schulz.

(Mitteilung aus der Opt. Anstalt C. P. Goerz A.-G., Berlin-Friedenau.)

Vortrag vor der Deutschen Gesellschaft für technische Physik gehalten in Berlin am 8. Februar 1924.

Nach Helmholtz[1]) tritt der physiologische Eindruck des Glanzes bei binokularer Betrachtung auf, wenn die zusammengehörigen Bilder des gleichen Gegenstandes, wie sie in den beiden Augen des Beobachters entstehen, zur gleichen Zeit in Farbe und Helligkeit sich unterscheiden oder wenn bei monokularer Betrachtung die Beleuchtung des Gegenstandes bei Bewegungen des Beobachters sich schnell ändert. Als glänzend wird man daher solche Körper bezeichnen müssen, an deren Oberfläche das Licht teils regelmäßig, teils diffus reflektiert wird, wobei der regelmäßig reflektierte Anteil des in das Auge gelangenden Lichtes für die Änderung der Bildhelligkeit notwendig ist, das diffus reflektierte Licht aber die Wahrnehmbarkeit der Fläche bedingt.

Die Stärke des Glanzes einer Oberfläche wird demgemäß als Funktion sowohl der regelmäßig reflektierten als auch der diffus zerstreuten Intensität zu betrachten sein und damit auch von den diese Größen bestimmenden Faktoren, also dem Beobachtungswinkel, der Oberflächenbeschaffenheit, dem Reflexions- und Absorptionsvermögen und schließlich der spektralen Zusammensetzung des auffallenden Lichtes abhängig sein, wobei als Grenzfälle einerseits vollkommen ideal zerstreuende Flächen, andererseits ideal spiegelnde Flächen anzunehmen sein würden.

Während nun der Begriff einer ideal spiegelnden Fläche leicht faßbar ist und die Verwirklichung einer solchen keine übermäßig großen Schwierigkeiten bietet — sowohl polierte Glas- als auch Metallflächen dürften die Bedingung vollkommen regelmäßiger Reflexion erfüllen —, ist die Definition der ideal zerstreuenden Fläche nicht ohne besondere Annahmen möglich, weil die Zerstreuung teils durch die geometrische Struktur der Trennungsfläche, teils durch Rückstrahlung des in den Körper eingedrungenen Lichtes bewirkt werden kann.

Im allgemeinen wird als ideal diffus zurückwerfend eine Fläche betrachtet, die bei beliebiger Bestrahlung einen endlichen Teil des auffallenden Lichtes gleichmäßig nach allen Richtungen reflektiert, die also von allen Seiten gesehen gleich hell erscheint. Das bereits von Lambert formulierte Idealgesetz ist zwar bezüglich der Ausstrahlung eines selbstleuchtenden Körpers von Lommel[1]) einwandfrei abgeleitet worden; bezüglich nicht selbstleuchtender Flächen liegt weder eine eindeutige theoretische Abgrenzung der Bedingungen vor, die erfüllt sein müssen, damit die Rückstrahlung nach dem Lambertschen Kosinusgesetz erfolgt, noch ein bündiger experimenteller Nachweis für das Vorhandensein von Körpern, die dem Idealgesetz genügen würden.

Betrachtet man zunächst die theoretischen Voraussetzungen, so liegt die Annahme einer regellosen Verteilung der Flächenelemente nach Neigung und Abstand von einer mittleren geometrisch de-

[1]) H. v. Helmholtz, Handbuch der physiol. Optik. III. Bd. (1910), S. 417 ff. S. 438.

[1]) E. Lommel, Ann. d. Phys. [3] **10** (1880), S. 449; [3] **36** (1889), S. 473.

finierbaren nahe. Sind die Neigungen allein veränderlich, so führt, wie Berry[1]) neuerdings gezeigt hat, die strenge Behandlung auf folgenden Ausdruck für den Lichtfluß Φ in der Einheit des Raumwinkels:

$$\Phi = \Phi_0 \sec^2 \tfrac{1}{2}(\vartheta - \vartheta')\, e^{-a^2 \operatorname{tg}^2 1/2 (\vartheta - \vartheta')},$$

worin ϑ den Einfallswinkel, ϑ' den Ausstrahlungswinkel bedeutet und a eine für das Material charakteristische Konstante darstellt. Für nicht allzu große Werte von ϑ und ϑ' und kleinere Werte von a^2 nähert sich die angegebene Beziehung in der Tat dem Lambertschen Kosinusgesetz, und die Abweichungen werden mit abnehmendem a immer kleiner. Immerhin ergibt sich keine vollständige Übereinstimmung und diese kann auch nicht erwartet werden, da sicher in allen Fällen ein Teil des zerstreuten Lichtes aus dem Innern des Körpers zurückkehrt, wie überhaupt ein physikalischer Vorgang nicht in einer mathematischen Fläche sich abspielen kann.[2])

Welches nun auch der Vorgang bei der diffusen Reflexion sein mag, es genügt für die hier in Betracht kommenden Fälle, wenn experimentell der Nachweis erbracht wird, daß es Körper gibt, deren Rückstrahlung dem Lambertschen Gesetz genügt. Nach den Versuchen von H. Wright[3]) gilt das Gesetz für matte Substanzen (Pulver) ganz allgemein und die von früheren Beobachtern (Kononowitsch, Seeliger, Messerschmidt, Chwolson) erhaltenen Resultate können ebenfalls als Bestätigung gedeutet werden. Dagegen spricht freilich, daß Henning und Heuse[4]) für Magnesiumoxyd statt der für alle Richtungen gleichen Ausstrahlung eine deutliche Änderung des Teilreflexionsvermögens (bei senkrechtem Einfall) experimentell nachgewiesen haben, die in der Form

$$r_\vartheta = 1 - 1{,}3 \sin \vartheta'/2$$

gegeben wird, also für 60° Ausstrahlungswinkel eine Abweichung von etwa 8% vom Lambertschen Gesetz ergibt.

Grundsätzlich ist es ohne Belang, ob das Lambertsche Gesetz streng gültig ist oder nicht, wenn nur die Art der Ausstrahlung für eine größere Gruppe von Körpern die gleiche ist. Würde man annehmen müssen, daß die räumliche Intensitätsverteilung des diffus rückgestrahlten Lichtes von Körper zu Körper starke Abweichungen zeigt, so würde ein Vergleich ihres Verhaltens auf große Schwierigkeiten stoßen und für praktische Zwecke kaum in Frage kommen.

Ein Vergleich mit der Strahlung selbstleuchtender Körper liegt nahe. Solange es sich um reine Temperaturstrahlung handelt, sind die möglichen Grenzfälle der Emission durch die Gesetze der Strahlung des schwarzen Körpers und des blanken Platins gegeben, und es ist in jedem Falle möglich, entsprechende Grenzwerte der Temperatur z. B. durch Beobachtung der Energieverteilung zu ermitteln, selbst wenn die besonderen Eigenschaften des strahlenden Körpers nicht bekannt sind.

Da nun, wie oben erwähnt, die räumliche Intensitätsverteilung diffus reflektierten Lichtes einerseits von der geometrischen Struktur der Oberfläche, andererseits aber auch durch die Körpereigenschaften bedingt sein muß — für selektiv absorbierende Körper muß das Lambertsche Gesetz seine Gültigkeit verlieren, wie auch experimentell durch die Arbeit von Woronkoff und Pokrowski[1]) bestätigt wird —, so würde ein Analogieschluß naheliegen, der auf ein Gesetz der diffusen Reflexion deuten würde, welches in irgendeiner Form spezielle Körperkonstanten (oder wenigstens eine) enthalten müßte. Das von Berry (s. o.) abgeleitete Gesetz enthält in der Tat eine solche Körperkonstante, deren Zusammenhang mit der Absorption oder sonstigen Körpereigenschaften nicht bekannt ist. Noch weniger ist diese theoretisch wichtige Beziehung für das von Bloch[2]) benutzte Gesetz

$$\mathfrak{J} = J_{max} (\cos \vartheta')^n$$

erkennbar. Die bisher vorliegenden Versuchsergebnisse sind als Grundlage für eine eingehende Behandlung des Problems nicht genügend.

Die unbedingt notwendigen Bedingungen, welche das bisher in seiner speziellen Form noch unbekannte Ausstrahlungsgesetz der diffusen Reflexion erfüllen muß, sind, daß die Intensität $J_{\vartheta'}$, die durch die allgemeine Beziehung

$$J_{\vartheta'} = J_n f(\vartheta')$$

gegeben ist, für Werte $-90^0 < \vartheta' < 90^0$ nie unendlich werden darf und daß der Krümmungsradius in dem angegebenen Intervall stets gleiches Vorzeichen haben muß. Sind diese Voraussetzungen zutreffend, so wird jede Abweichung von der idealen Unordnung der Oberflächenelemente oder von der Isotropie des Körpers eine zusätzlich gerichtete Rückstrahlung ergeben, die sich durch eine oder mehrere im wesentlichen durch den Einfallswinkel bestimmte Ausbauchungen der oben definierten Rückstrahlungsfläche bemerkbar macht; ein Grenzfall dieser Art mit Nullrichtungen der Intensität ist durch die Beugungsgitter gegeben, bei denen

[1]) M. Berry, Journ. Opt Soc. **7** (1923), S. 627—633.
[2]) M. Planck, Vorlesungen über Theorie der Wärmestrahlung. Leipzig 1906. § 4.
[3]) H. Wright, Ann. d. Phys. [4] **41** (1900), S. 17.
[4]) Henning u. Heuse, Zeitschr. f. Phys. **10** (1922), S. 111—128.

[1]) G. P. Woronkoff u. G. J. Pokrowski, Zeitschr. f. Phys. **20** (1924), S. 358—370.
[2]) L. Bloch, Zeitschr. f. Beleuchtungswesen 1921, S. 71—77.

die reflektierte Intensität durch die bekannte Gleichung

$$J = J_0 \left| \frac{\sin \pi \frac{l}{\lambda} (\sin \vartheta + \sin \vartheta')}{\pi \frac{l}{\lambda} (\sin \vartheta + \sin \vartheta')} \right|^2 \cdot \left| \frac{\sin \pi \frac{n b}{\lambda} (\sin \vartheta - \sin \vartheta')}{\pi \frac{n b}{\lambda} (\sin \vartheta - \sin \vartheta')} \right|^2$$

dargestellt wird, worin ϑ den Einfallswinkel, ϑ' den Ausstrahlungswinkel, l die Spaltbreite und b den Spaltabstand bezeichnet.

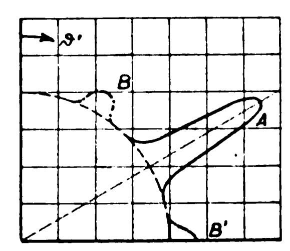


Abb. 1. Helligkeitsverteilung einer glänzenden Fläche.

Die natürlichen Flächen werden nun als eine Übereinanderlagerung mehrerer Gitter aufzufassen sein, bei denen die für $\vartheta = \vartheta'$ vorhandenen Maxima sich überdecken werden und somit in der Reflexionsrichtung eine verstärkte Ausstrahlung bewirken, während die absoluten Minima sich selbst bei homogenem Licht überdecken werden, so daß, in Polarkoordinaten aufgetragen, die Helligkeitsverteilung sich, wie in Abb. 1 angedeutet, darstellbar wird. Als Einfallswinkel ist dabei ein Winkel von $\vartheta = 60^0$ angenommen. Kleinere Nebenmaxima, wie bei B und B', können bei Andeutung periodischer Struktur sich ergeben.

Zu berücksichtigen ist, daß, wie bereits vorher erwähnt, selbst bei mathematisch glatter Oberfläche der regelmäßig reflektierten Strahlung aus dem Innern kommende diffus gebrochene oder gebeugte Strahlung sich überlagern kann. Eine Berechnung des Glanzes aus den optischen Konstanten des Körpers ist also in keinem Falle möglich, und man ist auf eine experimentelle Bestimmung angewiesen, die im allgemeinsten Falle die Verteilung der zurückgeworfenen Intensität in einem Quadranten für verschiedene Einstrahlungswinkel umfassen müßte. Da aber, wie Jones[1]) wenigstens für Papiere nachgewiesen hat, die in Abb. 1 angedeutete Verteilung mit einer Richtung maximaler Strahlung als normal zu betrachten ist, so wird es sich in der Praxis im wesentlichen um die Bestimmung der gerichteten Rückstrahlung im Reflexionswinkel im Verhältnis zu der diffusen handeln, für die aber eine feste Ausstrahlungsrichtung angegeben werden muß.

[1]) L. A. Jones, Journ. Opt. Soc. Amer. **6** (1922), S. 140—161.

Nimmt man diese Voraussetzung als berechtigt an, so ergeben sich zwei Möglichkeiten zur Messung dieses Verhältnisses. Kieser[1]) beschreitet den ersten Weg, indem er von der Tatsache Gebrauch macht, daß die gerichtete Rückstrahlung polarisiert ist, während die diffuse Strahlung unpolarisiert ist. Die günstigsten Beobachtungsverhältnisse ergeben sich naturgemäß für den Polarisationswinkel, und Kieser wählt daher den Polarisationswinkel, wobei er freilich die Annahme gleicher Brechungszahlen für die verschiedenen zu untersuchenden Körper machen muß, die wohl nicht zutreffend sein müßte. Freilich ist mit diesem Meßverfahren der Vorteil verknüpft, daß man nur einen Ausstrahlungswinkel benötigt, während im Falle einer Intensitätsmessung die Intensität der diffusen Strahlung in einer von der Reflexionsrichtung abweichenden Richtung zum Vergleich herangezogen werden muß.

Der Kiesersche Apparat besteht aus einer Beleuchtungsvorrichtung, die auf die zu untersuchende Fläche gerichtetes natürliches Licht fallen läßt; der Polarisationszustand des unter dem Reflexionswinkel zurückgeworfenen Lichtes wird durch ein Martenssches Polarisationsphotometer bestimmt. Die gleiche Anordnung benutzt auch Ingersoll.[2]) Beide bezeichnen den Glanzgrad durch den Drehungswinkel des Analysatorprismas, setzen also eine willkürliche Skala voraus, die gegenüber der absoluten Skala zwar den Vorzug hat, eine direkte Ablesung der so definierten Glanzgrade zu ermöglichen, andererseits aber den Nachteil, daß nur für ähnliche Stoffe vergleichbare Werte gewonnen werden können.

Für einige Körperklassen ist der Glanzgrad der mechanischen Glätte nahezu proportional; für andere ergeben sich keine vergleichbaren Werte, da der Polarisationszustand durch die Brechungszahl, die Absorption, die Struktur und die möglicherweise vorhandene Doppelbrechung der Fasern beeinflußt wird, was vor allem bei der Untersuchung von Geweben zu berücksichtigen ist.

Diese Nachteile werden größtenteils vermieden, wenn die zweite Möglichkeit zur Ermittlung des Glanzes benutzt wird. Bei Annahme des Lambertschen Kosinusgesetzes für die diffuse Rückstrahlung wäre es gleichgültig, in welcher Richtung das diffuse Vergleichslicht beobachtet wird. Be-

[1]) K. Kieser, Zeitschr. f. angew. Chemie **32** (1919), S. 357. — Photogr. Korrespondenz **56** (1919), S. 273 bis 277.

[2]) L. A. Ingersoll, Journ. Opt. Soc. Amer. **5** (1921), S. 213—217. — Amer. Patent Nr. 1225250 vom 8. Mai 1917.

schränkt man sich lediglich auf relative Messungen, so ist nur eine Normalisierung der ganzen Anordnung erforderlich; eine absolute Bestimmung wird aber selten in Betracht kommen, weil, wie auch schon Jones (a. a. O.) nachgewiesen hat, der Glanzgrad wesentlich durch die Art der Beleuchtung bestimmt wird. Bei der Untersuchung von Papieren fand Jones, daß für paralleles Licht der Glanzgrad größer ist als für diffus auffallendes, was der allgemeinen Erfahrung entspricht, nach der durch diffuse Beleuchtung das Auftreten von Glanzlichtern vermindert werden kann (Abb. 2).

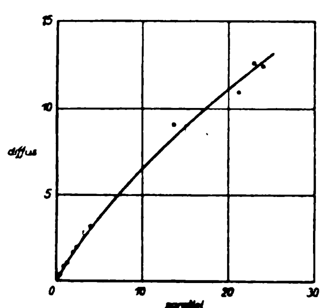


Abb. 2. Glanzgrade für zerstreute und gerichtete Beleuchtung.

Bei dem in Abb. 3 im Schnitt gegebenen Glanzmesser ist diese Normalisierung angestrebt worden, und es sind sowohl die in Frage kommenden

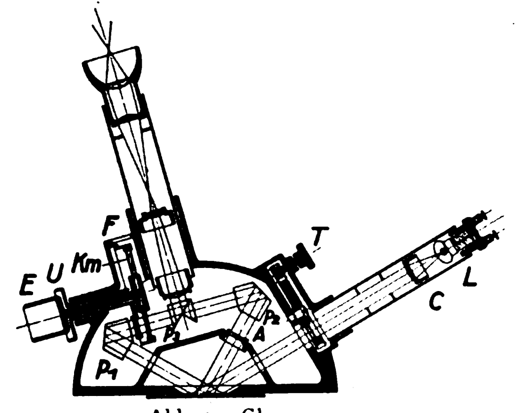


Abb. 3. Glanzmesser.

Winkelgrößen als auch Beleuchtungselemente so einfach als möglich gewählt. L bezeichnet eine kleine Glühlampe, C den Kondensor, P_1 und P_2 die Prismen, die die zu vergleichenden Bündel auf das Vergleichsprisma P_3 lenken. Die im Prisma P_3 vorhandene Trennungslinie wird mit Hilfe des Beobachtungssystems scharf eingestellt. Um das in Richtung des reflektierten Strahles verlaufende Bündel meßbar zu schwächen, wird ein Meßkeil K_m benutzt, der durch den Einstellknopf E gedreht wird. Die unvermeidliche bereits in der Anfangsstellung vorhandene Abschwächung wird durch die Platte A kompensiert, der Meßbereich durch einen mit dem Umschalter U verbundenen Absorptionskeil erweitert. Die Skala, welche die Umdrehung des Meßkeils in Kreisgraden angibt, befindet sich auf dem äußeren Rande der Meßkeilfassung und kann durch das Fenster F abgelesen werden.

Nimmt man der Einfachheit halber an, daß für die diffuse Strahlung das Lambertsche Gesetz gilt, und daß der Betrag der diffusen Strahlung demgemäß in allen Richtungen durch D gegeben ist, so wird bei dem Glanzmesser das Verhältnis $\frac{R+D}{D}$ gemessen, wo R die Intensität des regelmäßig reflektierten Lichtes bezeichnet. Gilt das Lambertsche Gesetz nicht, sondern ein beliebiges anderes Rückstrahlungsgesetz, so wird allgemeiner für den gemessenen Wert der Ausdruck $\frac{R+pD}{D}$ anzunehmen sein, in dem p eine durch das Verteilungsgesetz gegebene Konstante ist, die außerdem durch die Wahl des Einfallswinkels und der Rückstrahlungswinkel beeinflußt wird. Für eine ideal rauhe Fläche würden diese Ausdrücke den Wert 1 oder p, für eine ideal glatte (spiegelnde) Fläche den Wert ∞ ergeben.

Es erscheint aus praktischen Gründen vorteilhafter, als Glanzgrad den Wert R/D zu wählen, der also für ideal diffuse Körper Null, für spiegelnde ∞ wird. Unter der Voraussetzung $p = 1$ wurde für den so definierten Glanzgrad G mit Hilfe von Platten bekannter Absorption die Beziehung

$$\lg (G + 1) = 0{,}001962\,\alpha \tag{5}$$

ermittelt, wo α die Drehung des Meßkeils K_m in Kreisgraden, also die Ablesung bedeutet. Bei Vorschaltung des zweiten Kompensationskeils mittels des Umschalters U tritt an die Stelle der Gl. (5) die folgende Beziehung:

$$\lg (G + 1) = 0{,}001962\,(\alpha + 246{,}0). \tag{6}$$

Der mittlere Fehler von α ist mit etwa $\pm 1{,}0$ anzunehmen. Um einen Überblick über den zahlenmäßigen Zusammenhang zwischen Ablesung und Glanzgrad zu geben, sei im folgenden eine kurze Tabelle angegeben.

Ablesung α	Glanzgrad	Ablesung α	Glanzgrad
0	0	250	2,09
50	0,25	300	2,88
100	0,57	350	3,86
150	0,97	400	5,09
200	1,47	450	6,64

Normale Schreibpapiere geben eine Ablesung zwischen 150 und 250 entsprechend den Glanzgraden 0,97 bis 2,09, während für photographische Papiere Glanzgrade bis etwa 16 gefunden worden sind; je nach dem Zwecke muß also der Meßbereich und die Genauigkeit verschieden gewählt werden.

Bei der Untersuchung verschiedenartiger Papierproben zeigte sich nun, daß bereits bei schwacher Färbung die Gesichtsfeldhälften merkbare Farbendifferenzen aufwiesen, so daß die Einstellung bei Benutzung weißen Lichtes unsicher, in manchen Fällen sogar unmöglich wurde. Es ist dies verständlich, da die Intensität des regelmäßig reflektierten Lichtes nur in geringem Grade von der Wellenlänge abhängig ist, während beim diffus reflektierten Licht die Eigenfarbe des Körpers sich sehr stark bemerkbar machen muß. Eine einfache Rechnung zeigt, daß bei einem mittleren Brechungsindex 1,52 der Oberflächenschicht und einer normalen Dispersion ν von etwa 50 die Fresnelschen Reflexionskoeffizienten bei einem Einfallswinkel von 60° nur um etwa 1% ihres Wertes sich unterscheiden, so daß also R in erster Näherung als unabhängig von der Wellenlänge betrachtet werden kann. Daher ist es möglich, mit einer praktisch hinreichenden Genauigkeit die Remissionskurve gefärbter Körper zu bestimmen, wenn man an

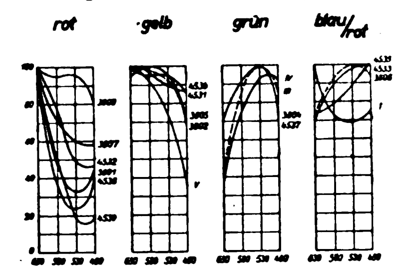


Abb. 4. Remissionskurven von Flächen verschiedener Farbe.

Stelle des weißen Lichtes spektral zerlegtes oder wenigstens gefiltertes Licht benutzt. Die mit Hilfe des Triebknopfes T drehbare Revolverscheibe ist mit Lichtfiltern versehen, die nach Belieben eingeschaltet werden können. Sie sind so gewählt, daß die Schwerpunkte bei 630, 580, 530 und 480 $\mu\mu$ liegen.

Eine Anzahl derartiger Remissionskurven zeigt Abb. 4, bei denen die Reduktion in der Weise vorgenommen worden ist, daß der Höchstwert des Reflexionskoeffizienten gleich 100 gesetzt worden ist; die einzelnen Kurven lassen deutlich den Verlauf der Remissionskurve erkennen und geben bereits äußerst schwache Farbenunterschiede deutlich wieder.

Bei allen Messungen muß beachtet werden, daß das Meßergebnis nur eindeutig sein kann, wenn vollkommen strukturlose Flächen zur Untersuchung gelangen. Sobald eine ausgesprochene Struktur auftritt, wie sie übrigens bei den meisten Papieren bereits vorhanden ist, wird der Glanz wesentlich durch die Lage der Einfallsebene gegenüber der Richtung der Strukturelemente beeinflußt. Noch stärker tritt dieser Glanz bei Geweben hervor, worauf auch schon Douglas[1]) hingewiesen hat, der seine Messungen mit dem Ostwaldschen Halbschattenphotometer ausgeführt hat, freilich unter dem Einfallswinkel 22,5°, der den in der Praxis üblichen Verhältnissen kaum entsprechen dürfte, da stärkerer Glanz erst bei größerem Einfallswinkel sich bemerkbar machen kann und die Prüfung demgemäß meist in der Weise erfolgt, daß die zu untersuchende Fläche unter größerem Einfallswinkel beobachtet wird.

Um die Abhängigkeit des Glanzes von dem Winkel zwischen Einfallsebene und Fadenrichtung wenigstens qualitativ festzustellen, ist eine kleine Zahl von Geweben untersucht worden; der angegebene Winkel ist um je 15° geändert worden, wobei eine kleine Einstellvorrichtung mit Gradteilung in der Grundplatte des Glanzmessers sich als vorteilhaft erwies.

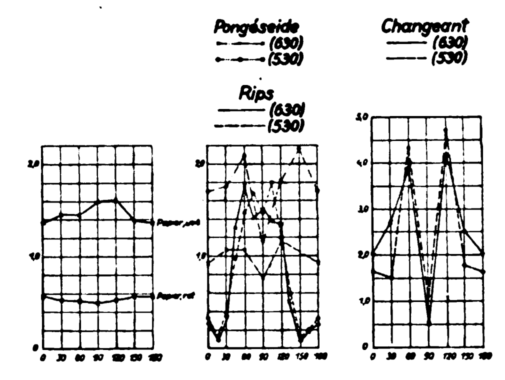


Abb. 5. Abhängigkeit des Glanzes vom Winkel zwischen Einfallsebene und Fadenrichtung bei Geweben.

Während bei Papieren bei Drehung um 180° in ihrer Ebene ein Maximum und ein Minimum auftrat, waren bei Geweben deutlich mehrere Maxima und Minima im gleichen Drehungsbereich festzustellen, so daß als wesentliches Merkmal des Seidenglanzes das Vorhandensein mehrerer Richtungen maximaler Zurückwerfung unter dem Reflexionswinkel angesehen werden kann, wie auch aus Abb. 5 ersichtlich, in deren letztem Bild die Ordinaten in halbem Maßstabe der vorhergehenden Teilbilder aufgetragen sind. Die Unterschiede des Glanzes unter verschiedenen Winkeln zur Fadenrichtung sind also bedeutende, und es dürfte zur Kennzeichnung des Glanzes eines Seidenstoffes die Angabe von wenigstens zwei Werten erforderlich sein.

In einigen Fällen konnte sogar eine verstärkte Rückstrahlung in der zum regelmäßig reflektierten Bündel senkrechten Richtung nachgewiesen werden. Dieses Ergebnis läßt sich bei Berücksichtigung der Oberflächenstruktur leicht verstehen, und es ist zu vergleichen dem Verhalten von Gittern mit Gitter-

[1]) A. Douglas, Melliands Textilberichte **2** (1921), S. 411–414.

furchen, die zur Gitterfläche geneigt sind. In derartigen Fällen, die bei Geweben nicht allzu selten vorkommen dürften und für den charakteristischen Glanz maßgebend sind, muß der Polarisationsglanzmesser völlig versagen, da dieser nur das unter dem Reflexionswinkel von der zu untersuchenden Fläche ausgehende Licht berücksichtigt und demnach Werte ergeben muß, die von dem subjektiven Befund abweichen müssen.

Es ist bislang noch nicht möglich, über das Anwendungsgebiet des Glanzmessers und der Glanzmessungen allgemein ein abschließendes Urteil zu fällen. Daß die Untersuchung von Papieren auf Änderung des Glanzes bei der Satinage mit relativ großer Genauigkeit durchgeführt werden kann, dürfte nach den oben gegebenen Beispielen kaum mehr zu bezweifeln sein; des weiteren kann auch die zeitliche Änderung der Oberflächenbeschaffenheit und der Einfluß der Feuchtigkeit sowie der Grad des Ausbleichens zahlenmäßig innerhalb gewisser Grenzen festgelegt werden. Ebenso kann, wie schon von Zart[1]) ausgeführt ist, die Einwirkung von Bleichmitteln auf Gewebe ermittelt werden.

Durch eine einfache Umänderung des Apparates kann auch das Verhältnis von gerichtetem und diffus zerstreutem Licht bei Durchgang durch teilweise diffus zerstreuende Medien gemessen werden, eine Aufgabe, die für die Beleuchtungstechnik von einiger Wichtigkeit ist, insofern, als die Lichtverteilung wesentlich durch den Diffusitätsgrad der die Lichtquelle umgebenden Hüllen bedingt ist.

[1]) A. Zart, Melliands Textilberichte **4** (1923), S. 161.

(Eingegangen am 15. Februar 1924.)

Über den Meßbereich der Refraktometer.

Von G. Haenzel.

In einer früheren Arbeit hat H. Schulz[1]) die Frage des Meßbereiches und der Meßgenauigkeit der Refraktometer behandelt und insbesondere die Bedingungen erörtert, denen Winkel und Brechungszahl des Meßprimas genügen müssen, um einen bestimmten Meßbereich zu ergeben. Wie dort angegeben, ist es möglich, bei gleichem Prismenwinkel durch Änderung des Glasmaterials verschiedene Meßbereiche zu erzielen, die aneinander anschließend gewählt werden können. Ob jedoch bei Vorausbestimmung der Meßbereiche in allen Fällen eine brauchbare Lösung möglich ist und welche Grenzen für Lage und Ausdehnung der Meßbereiche durch die zur Verfügung stehenden Gläser gegeben sind, bleibt noch zu untersuchen.

[1]) H. Schulz, Über den Meßbereich der Refraktometer. Zeitschr. f. techn. Phys. **3** (1922), S. 90–93.

Benutzt man die früheren Bezeichnungen (N Brechungszahl der Prismensubstanz, n Brechungszahl der Flüssigkeit, φ Prismenwinkel), so ist der Verlauf des Grenzstrahles durch das Prima im Hauptschnitt durch die Formeln

$$\left.\begin{aligned} \sin\alpha &= \frac{n}{N}, \\ \beta &= \varphi - \alpha, \\ \sin\gamma &= N \sin\beta \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

dargestellt. Die den Grenzen des Meßbereiches zugeordneten Austrittswinkel seien mit γ_1 und γ_2 bezeichnet; während n_1 und n_2 die entsprechenden Brechungszahlen sind. Zur Abkürzung diene ferner $c = \sin\gamma$.

Fordert man mit Rücksicht auf möglichst geringe Reflexionsverluste symmetrischen Verlauf der Grenzstrahlen zum Lot auf der Austrittsfläche des Prismas, so muß sein

$$\gamma_1 + \gamma_2 = 0 \quad (2)$$

und es gilt

$$N = \frac{2c\sqrt{c^2 + n_1 n_2}}{\sqrt{4c^2 - (n_2 - n_1)^2}}, \quad \cos\varphi = \frac{n_2 - n_1}{2c}. \quad (3)$$

Es soll der Meßbereich $n_2 - n_1 = k$ als unabhängige Variable eingeführt werden; dann folgt

$$\left.\begin{aligned} N &= \frac{2c\sqrt{c^2 + n_1(n_1 + k)}}{\sqrt{4c^2 - k^2}} \\ &\text{und} \\ \cos\varphi &= \frac{k}{2c}. \end{aligned}\right\} \quad (3a)$$

Bei gegebenem Prismenwinkel φ ist also durch die Größe k des Meßbereiches auch der Wert c bestimmt und damit der Brechungsexponent N eine Funktion der unteren Grenze n_1, und die Werte N und N' für die Brechungszahlen der Prismen, für welche die Meßbereiche aneinander anschließen, sind bestimmt durch

$$\left.\begin{aligned} N &= \frac{2c\sqrt{c^2 + n_1(n_1 + k)}}{\sqrt{4c^2 - k^2}}, \\ N' &= \frac{2c\sqrt{c^2 + (n_1 + k)n_1 + 2k)}}{\sqrt{4c^2 + k^2}}. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

In Abb. 1 sind N und N' in Abhängigkeit von c mit dem Parameter k dargestellt für einen unteren Grenzwert $n_1 = 1{,}3$, der bei normaler Temperatur als niedrigster Wert der Brechungszahl einer Flüssigkeit zu betrachten ist. Die Tabelle gibt gleichzeitig die aus (4) folgenden Zahlenwerte.

k		$c = 01$	0,2	0,3	0,5	0,7
0,1	N	1,562	1,408	1,401	1,446	1,520
	N'	1,732	1,511	1,502	1,542	1,669

k	$c = 0,1$	0,2	0,3	0,5	0,7
0,2 N	—	1,628	1,514	1,513	1,580
N'	—	1,858	1,732	1,708	1,768
0,3 N	—	—	1,701	1,598	1,641
N'	—	—	2,024	1,901	1,923

Die den Minimalwerten von N und N' entsprechenden Werte von c sind gesondert berechnet worden, um den Verlauf der Kurven genauer festzulegen, und die in Abb. 1 eingetragenen Grenzstriche für $N = 1,5$ und $N' = 1,9$ sollen den Bereich der praktisch verwendbaren Glasarten abgrenzen.

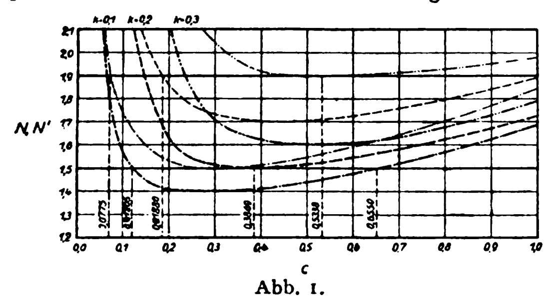


Abb. 1.

Es soll nun noch ermittelt werden, welche oberen und unteren Grenzwerte für c (c_u und c_0) bei gegebenem k auftreten. Für $k = 0,1$ folgt aus Fig. 1, daß der Wert $N = 1,5$ bei $c_0 = 0,1205$ erreicht wird, der Wert $N' = 1,9$ bei $c_u = 0,0775$. Die aus Gl. (3a) folgenden Werte φ_u und φ_0 geben dann die Brechungswinkel der Prismen. Um eine allgemeine Lösung zu erhalten, sind die Gleichungen (4) umzuformen, und man erhält nach einfacher Rechnung durch Einsetzen der Grenzwerte von N und N' mit 1,5 und 1,9:

$$\left.\begin{aligned} c &= \sqrt{-\frac{n_1(n_1+k)-2{,}25}{2} \pm \sqrt{\frac{[n_1(n_1+k)-2{,}25]^2 - 2{,}25\,k^2}{4}}}\,, \\ c' &= \sqrt{-\frac{(n_1+k)(n_1+2k)-3{,}61}{2} \pm \sqrt{\frac{[(n_1+k)(n_1+2k)-3{,}61]^2 - 3{,}61\,k^2}{4}}}\,, \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

deren Zahlenwerte in Abb. 2 aufgetragen sind.

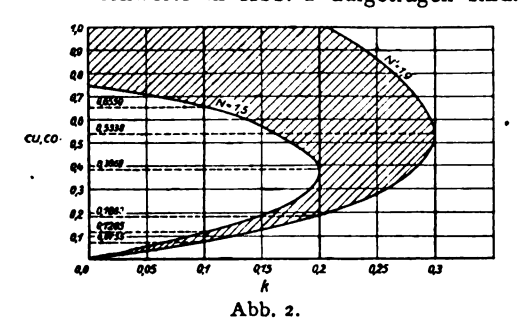


Abb. 2.

Brauchbare Lösungen sind nur innerhalb des schraffierten Bezirks möglich und es lassen sich die zu beliebigen innerhalb dieses Bezirks liegenden Punkten gehörigen Werte von c_u und c_0 eindeutig graphisch bestimmen.

(Eingegangen am 22. Februar 1924.)

Hilfsapparate für Vakuum- und Gasarbeiten.

Von Ernst Brüche.

Im folgenden sollen zwei Hilfsapparate für Gasarbeiten angegeben werden, deren erster zur Einfüllung von Gas ins Vakuum, deren zweiter zur Umfüllung von Gas bei Barometerdruck aus einem Gefäß in ein anderes dient.

1. Gaseinfüllung ins Vakuum.[1])

Gas, das versandt oder lange aufbewahrt werden soll, pflegt man in ein Glasgefäß einzuschließen, dessen Ableitungsrohr durch eine kleine, hohle Glaskugel verschlossen ist. Soll Gas entnommen werden, so wird die Abschlußkugel zertrümmert, nachdem das Ableitungsrohr an einen Hahn angeschmolzen und evakuiert ist.

Während das Gas vor der ersten Gasentnahme allein durch Glas abgeschlossen und damit vor jeder Verunreinigung geschützt war, ist es nach der ersten Entnahme durch gefetteten Hahn abgeschlossen, wodurch die Gefahr der Verunreinigung durch Undichtwerden des Hahnes gegeben ist.

Ziel war nun eine Vorrichtung zu bauen, die es gestattet aus dem Vorratgefäß kleine Gasmengen in beliebig langen Zwischenräumen ins Vakuum zu übernehmen, ohne daß ein Verschmutzen des Gases in der Zwischenzeit möglich wäre. Dieses Ziel wurde durch alleinige Verwendung von Quecksilber als Dichtungsflüssigkeit erreicht.

Ausführung. Eine am Fuße U-förmig umgebogene Kapillare K (Abb. 1) von einer Länge H kleiner als Barometerhöhe (etwa 700 mm) reicht von der Quecksilberwanne[2]) ausgehend ins Vakuum. Die Länge L des kürzeren U-Rohrschenkels richtet sich dabei nach dem verwandten Gasgefäße bis in dessen Spitze es reichen muß. Diese Kapillare (etwa 1 mm Durchmesser) ist beiderseitig mit feinen Spitzen versehen, so daß das dauernd aus der Wanne ins Vakuum strömende Quecksilber nur außerordentlich langsam fließt (langsame Trop-

[1]) Die Vorrichtung wurde auf Anregung von Herrn Prof. Ramsauer konstruiert, der auch die Freundlichkeit hatte, den Apparat an seiner eigenen Vakuumapparatur durchzuprobieren.

[2]) Die Wanne wurde durch Ausbohren der notwendigen Vertiefungen aus einem harzfreien Holzblocke gewonnen, der in ein Akkumulatorenglas paßte. Dadurch wurde eine gute Führung des Gasgefäßes und eine erhebliche Quecksilberersparnis erzielt.

fenbildung an der Spitze). Das ins Vakuum strömende Quecksilber fließt durch das Manometerrohr M wieder ab. Die Übernahme eines Gasquantums aus dem Vorratsgefäße R ins Vakuum geschieht durch kurzdauerndes Eintauchen der unteren Kapillarenspitze in den Gasraum, was durch Herunterdrücken des Gefäßes R leicht zu erreichen ist. Es strömt jetzt an Stelle des Quecksilbers Gas in die Kapillare, dem dann nach Heben von R wieder Quecksilber folgt. Beim Einströmen von Gas verkleinert sich die Strömungsgeschwindigkeit zunächst, da infolge des Sinkens des Quecksilberspiegels im kurzen Schenkel die Höhe der am Vakuum hängenden Säule vergrößert, damit die das Quecksilber ins Vakuum treibende Kraft verkleinert wird. Aus dieser Überlegung

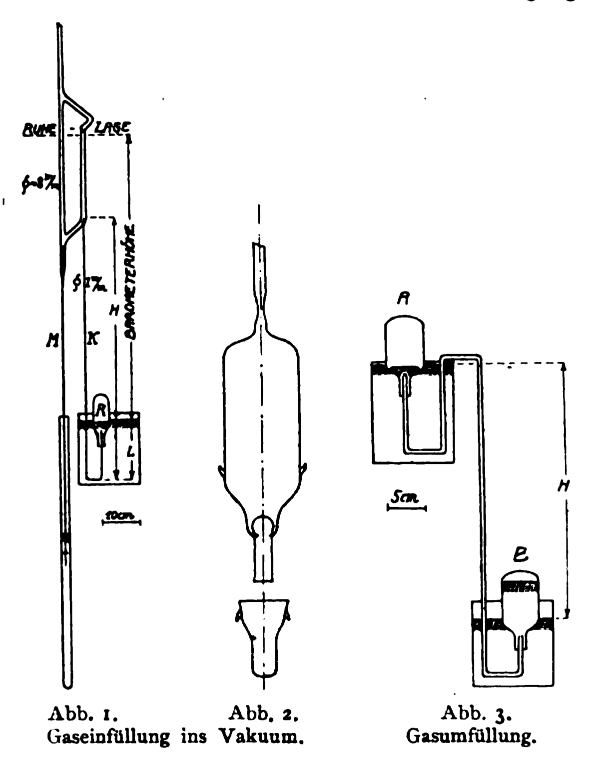


Abb. 1. Abb. 2. Gaseinfüllung ins Vakuum. Abb. 3. Gasumfüllung.

folgt die schon oben ohne Begründung eingeführte Konstruktionsbedingung: H kleiner als Barometerhöhe, da sonst beim Fortschreiten der Gasblasengrenze ein statischer Zustand erreicht werden könnte, so daß das Strömen aufhören würde. Hat die Gasblasengrenze diese kritische Stelle kleinster Geschwindigkeit überwunden, so wächst die Geschwindigkeit der Strömung wieder, da sich die vor dem Gas hergedrängte Quecksilbersäule immer mehr verkürzt (Expansion der Gasblase). Der Rest der Quecksilbersäule wird in einem feinen Strahl bis zu erheblicher Höhe aus der Austrittsspitze der Kapillaren ausgespritzt, wobei das Eintreten des Quecksilbers in die Apparatur durch geeignete Ausbildung des oberen Teiles der Einfüllvorrichtung verhindert wird. Nach dem Ausspritzen dieses vor der Gasblase befindlichen Quecksilbers und des Gases selbst kommt dann wieder der zusammenhängende Quecksilberfaden. Der frühere Zustand der stationären Strömung ist damit wieder hergestellt. — Die Strömung kann zur Ruhe gebracht werden, indem der Spiegel der Wanne und der untere Spiegel des Abflußmanometers durch Heben des letzteren auf gleiche Höhe gebracht werden. Wird der Apparat sich selbst überlassen, so stellt sich dieser Gleichgewichtszustand nach einigen Stunden von selbst ein.

Gasgefäße. Die für den oben beschriebenen Apparat gebrauchten Gasgefäße müssen einen etwas von der üblichen Form abweichenden Abschluß erhalten; damit die Kapillare, durch die das Gas ausgesaugt werden soll, in das Volumen eingeführt werden kann. Ein geeignetes Gefäß ist in Abb. 2 wiedergegeben. Die Zertrümmerung der großen Abschlußkugel geschieht unter Quecksilber mittels eines Eisendornes. Nach Benutzung kann das Gasgefäß mit der nach unten gerichteten Abschlußröhre in einen in der Wanne unter Quecksilber stehenden Becher gestellt und dann mit dem Becher aus der Wanne herausgehoben werden. Das angebranchte Vorratsgefäß kann man nun nach Verschnürung mit dem Becher mittels der zu diesem Zwecke angeblasenen Häkchen an einen geeigneten Ort bringen, wo es beliebig lange stehen bleiben kann.

2. Gasumfüllung.[1])

Zur Überführung von Gas aus einem in der Quecksilberwanne stehenden Gasgefäß in ein anderes kann der gewöhnliche Heber mit dauernd strömendem Quecksilber als Heberflüssigkeit benutzt werden, wobei jeweils kleine Gasblasen von diesem Quecksilberstrome mitgenommen werden.

Ausführung. In Abb. 3 ist ein von uns benutzter Heber wiedergegeben. Der Röhrenquerschnitt (Durchmesser 2 mm) bzw. die Spitzen (Düsen) sind dabei so eng gewählt, daß das Strömen des Quecksilbers nur langsam erfolgt. Als

[1]) Man kann diesen Gasheber („Gasumfüller") als Kombination des unter 1. beschriebenen Apparates („Gaseinfüller") und der Sprengelschen Tröpfelpumpe („Gasausfüller") auffassen. Gasein- und Gasausfüller sind prinzipiell nahe verwandt. Bei beiden Vorrichtungen bewegt sich ein Quecksilberstrom einer Gleichgewichtslage zu, deren Erreichung aber künstlich verhindert wird. Ein wesentlicher Unterschied besteht in der Verschiedenheit der Strömungsrichtung des Quecksilbers. Durch diese Verschiedenheit des Strömens ist die Möglichkeit gegeben, Gasblasen, die in den Quecksilberstrom eingelagert sind, in den Raum kleinen Drucks ein- bzw. sie aus ihm herauszuführen. Beim Gasumfüller werden beide Vorrichtungen nacheinander benutzt, indem das Gas zunächst mittels des Gaseinfüllers in den Raum kleinen Drucks (höchste Stelle des Hebers) gebracht wird, von wo es mittels des Gasausfüllers dann wieder in einen anderen Raum hohen Drucks zurückgebracht wird.

treibende Kraft bei der Bewegung wirkt das Gewicht der zwischen den Quecksilberspiegeln schwebenden Quecksilbersäule, daher darf eine mitgenommene Gasblase im Abflußschenkel höchstens die Größe H haben.

Zum Gebrauch muß der Heber zunächst ins Strömen gebracht werden, was man leicht durch Ansaugen des Quecksilbers mittels eines über die Austrittsspritze gezogenen Gummischlauches erreichen kann. Der Schlauch wird, sobald er sich mit Quecksilber zu füllen beginnt, von der Spitze abgezogen. Hierauf werden die Gefäße über die Spitzen gestülpt, nachdem das Auffanggefäß B zunächst mit Quecksilber gefüllt worden ist. Taucht man nun durch Senken des Gasgefäßes A die Spitze kurze Zeit in den Gasraum, so wird ein Gasbläschen von der Düse eingesogen und mit dem Quecksilberstrom in das Auffanggefäß geführt. Für die Zeitdauer des jedesmaligen Eintauchens der Spitze in den Gasraum, bei der noch kein Abreißen des Hebers zu befürchten ist, und für die Zeitspanne zwischen den einzelnen Einführungen bekommt man bald des richtige Gefühl.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Danzig.

(Eingegangen am 20. Januar 1924.)

Optische Untersuchung des Spannungszustandes in Maschinenteilen mit scharfen und abgerundeten Ecken.

Von Walter Birnbaum, AEG-Turbinenfabrik.

(Mit zwei Tafeln.)

Im folgenden wird über die bei der AEG-Turbinenfabrik geschaffene Apparatur für optische Spannungsmessung und einige mit ihr angestellte Versuche berichtet. Die Einrichtung wurde bis auf dem Kompensator von Dr. E. Asch entworfen und vom Verfasser fertiggestellt. Die Auswahl der im Text behandelten Versuchsstücke wurde nach Anregung von Dr. W. Hort auf Grund der konstruktiven Bedürfnisse der Turbinenfabrik getroffen.

I. Beschreibung des Apparates (Abb. 1).

Der optische Teil des Apparates wurde von der Firma C. P. Goerz geliefert, während die optische Bank, der Belastungs- und der Kompensationsapparat in den Werkstätten der Turbinenfabrik hergestellt wurden.

Auf der optischen Bank von 150 cm Länge sind auf verschiebbaren Reitern die folgenden Einzelteile angeordnet:

1. Die Lichtquelle,

eine Osram-Punktlichtlampe von etwa 100 Kerzen Lichtstärke.

2. Der Polarisationsapparat,

bestehend aus: Doppelkondensator, einer Linse mit Farbfilter, zwei Nicolschen Prismen, auf die sich Viertelwellenlängen-Glimmerplättchen zur Erzeugung zirkular polarisierten Lichts aufsetzen

Lichtquelle Linse Polarisator Linse Kompensator ¼ Plättchen
Arbeitsfeld
Kondensor Farbfilter ¼ Plättchen Zelluloidmod Linse Analysator

Schema des Strahlenganges im Polarisationsapparat

Abb. 2.

lassen, sowie zwei Linsen von 100 mm Durchmesser vor und hinter dem Arbeitsfeld zur Erzielung parallelen Strahlengangs in diesem. Die Anordnung der einzelnen Teile ist aus Abb. 2 zu ersehen.

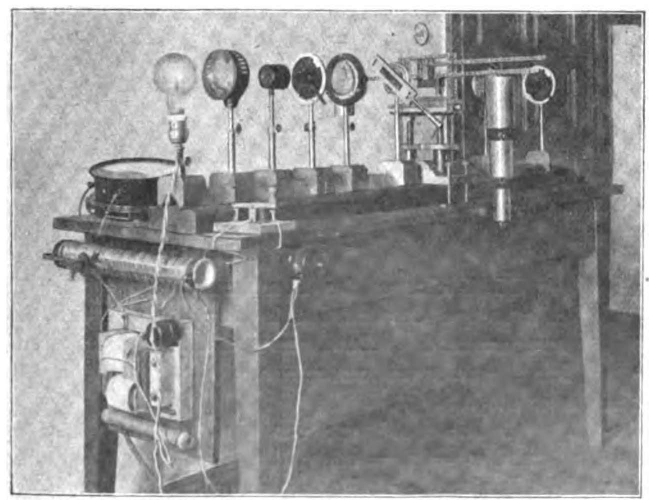
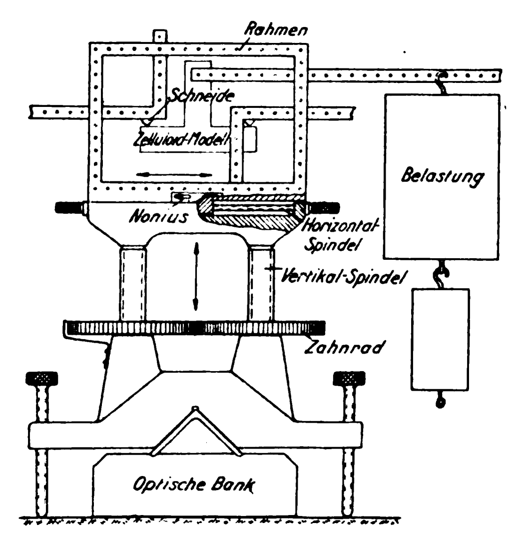


Abb. 1. Apparat für optische Spannungsmessung.

3. Der Beleuchtungsapparat (Abb. 3).

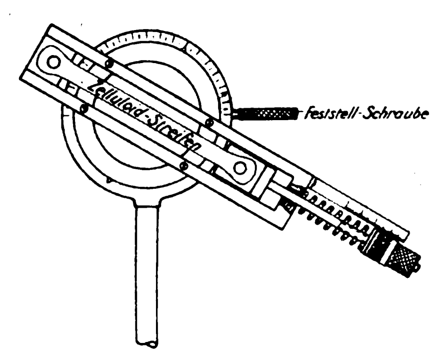
Dieser dient dazu, das Zelluloidmodell des zu untersuchenden Maschinenteils aufzunehmen und in der vorgeschriebenen Weise zu belasten. Zwischen zwei rechteckigen Rahmen von 150 × 100 mm Innenmaß lassen sich mit Hilfe von Stäben und Winkeleisen Schneiden (teils feste, teils an Hebeln bewegliche) in mannigfacher Art anordnen, so daß jeder vorkommende Belastungsfall (ev. mit Hilfe von zusätzlichen Einspannvorrichtungen) realisiert werden kann. Die Belastung selbst kann mit Hilfe eines Satzes von Anhängegewichten und durch geeignete Hebelübersetzung in weiten Grenzen variiert werden. Der Rahmen und mit ihm das Modell werden mit Hilfe von Schrauben-

spindeln beliebig horizontal und vertikal senkrecht zum Strahlengang verschoben, so daß jeder Punkt des Modells mit einem im Arbeitsfeld hinter der Linse angeordnetem Fadenkreuz zur Deckung gebracht werden kann. Die Koordinaten des betreffenden Punktes können dann an einem horizontalen Maßstab sowie an den Zahnrädern zur vertikalen Verschiebung des Rahmens mit hinreichender Genauigkeit abgelesen werden. Die Ablesemarken sind verschiebbar angeordnet, so daß der gewählte Koordinatenursprung zur bequemeren Ablesung auf runde Werte der Skalen eingestellt werden kann.



Schema des Belastungsapparates

Abb. 3.



Schema des Kompensationsapparates

Abb. 4.

4. Der Kompensationsapparat (Abb. 4).

Zur zahlenmäßigen Ermittlung der auftretenden Spannungen wird ein auf gleichmäßigen Zug beanspruchter Zelluloidstreifen in beliebig einzustellender Neigung gegen die Horizontale hinter dem Modell in den Strahlengang gebracht. Der Zug wird durch eine Schraubenfeder erzeugt, deren Zusammendrückung an einer Skala abgelesen wird, so daß man auf einer Eichtabelle des Apparates ohne weiteres die kompensierende Zugspannung ablesen kann.

5. Kassetten- und Objektivrahmen eines photographischen Apparates.

Mit ihrer Hilfe werden die im Modell sichtbaren Isoklinenstreifen bzw. Stellen gleich großer Hauptspannungen auf die photographische Platte projiziert.

II. Meßmethoden.

Das Ziel der optischen Spannungsmessung ist, ebene Spannungszustände, die der exakten Theorie nicht zugänglich sind, auf experimentellem Wege zu erforschen, d. h. in jedem Aufpunkte A der Ebene des Spannungszustandes den Spannungstensor anzugeben. Die Bestimmung des Spannungstensors kann auf zweierlei Art geschehen. Einmal kann man in A die Normalspannungen σ_x und σ_y und die Schubspannung $\tau_{xy} = \tau_{yx} = \tau$, bezogen auf ein in der Ebene festliegendes Koordinatensystem, angeben (Abb. 5) oder man kann

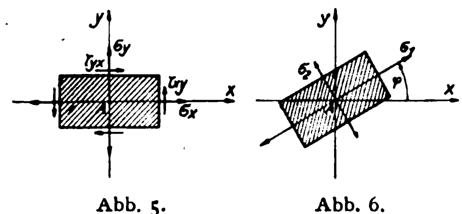


Abb. 5. Abb. 6.

Darstellungsarten des ebenenen Spannungszustandes.

die Hauptspannungen σ_1 und σ_2 und den Winkel des Hauptspannungskreuzes gegen die x-Achse aufsuchen (Abb. 6).

φ sei der Winkel der algebraisch größeren Hauptspannung σ_1 mit der x-Achse.

Zwischen den beiden Darstellungsarten bestehen die Beziehungen:

$$\sigma_x = \sigma_1 \cos^2 \varphi + \sigma_2 \sin^2 \varphi .$$

$$\sigma_y = \sigma_1 \sin^2 \varphi + \sigma_2 \cos^2 \varphi .$$

$$\tau = (\sigma_1 - \sigma_2) \sin \varphi \cos \varphi .$$

$$\sigma_x - \sigma_y = \vartheta \cos 2\varphi ; \quad 2\tau = \vartheta \sin 2\varphi ,$$

$$\vartheta = \sigma_1 - \sigma_2 \geqq 0 .$$

Die Richtung des Hauptspannungskreuzes ist eine stetige Ortsfunktion in der Ebene des Spannungszustandes. Zu ihrer graphischen Darstellung kann man zwei verschiedene Kurvenscharen benutzen (Abb. 7).

1. Die Isoklinen; das sind die Kurven, auf denen $\varphi = \varphi_0 =$ const. ist. Sie verbinden also alle Punkte, deren Hauptspannungskreuze einander parallel sind.





Abb. 11a. $\varphi = 0^{\circ}$.



Abb. 11b. $\varphi = 15^{\circ}$.

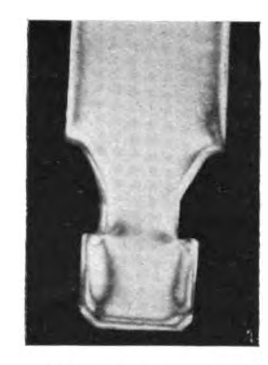


Abb. 11c. $\varphi = 30^{\circ}$.



Abb. 11d. $\varphi = 45^{\circ}$.

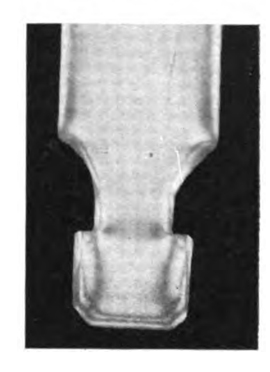


Abb. 11e. $\varphi = 60^{\circ}$.



Abb. 11f. $\varphi = 75^{\circ}$.

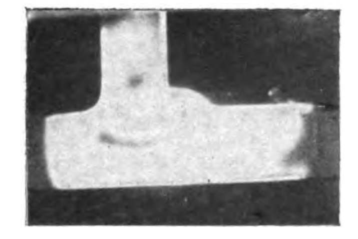


Abb. 13a. Zirkular polarisiert.



Abb. 13b. $\varphi = 0^{\circ}$.

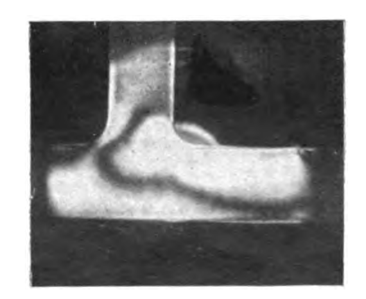


Abb. 13c. $\varphi = 15^{\circ}$.

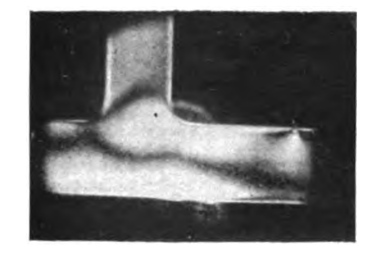


Abb. 13d. $\varphi = 30^{\circ}$.

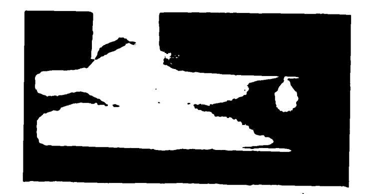


Abb. 13e. $\varphi = 45^{\circ}$.



Abb. 13f. $\varphi = 60^{\circ}$.

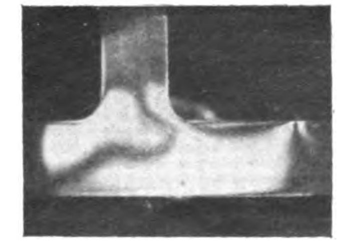


Abb. 13g. $\varphi = 75^{\circ}$.

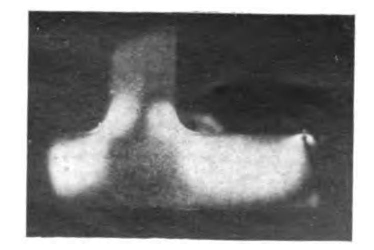


Abb. 13h. $\varphi = 90^{\circ}$.





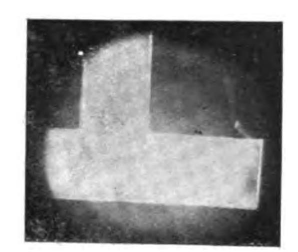


Abb. 16a. Zirkular polarisiertes Licht.

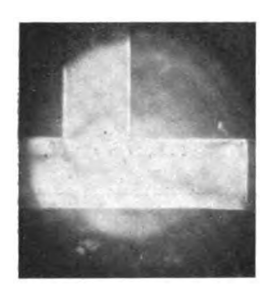


Abb. 16b. $\varphi = 15^0$.

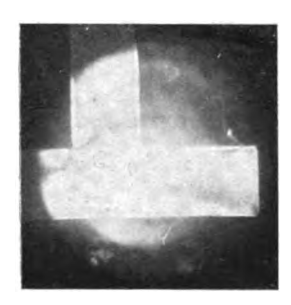


Abb. 16c. $\varphi = 30^0$.

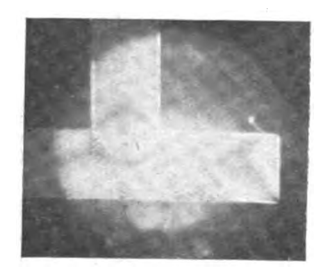


Abb. 16d. $\varphi = 45^0$.

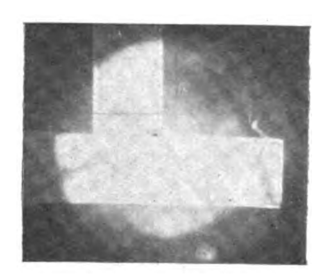


Abb. 16e. $\varphi = 60^0$.

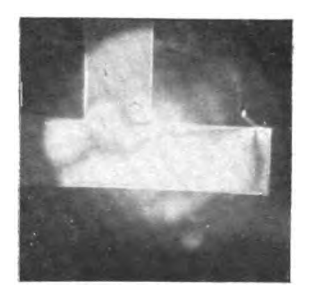


Abb. 16f. $\varphi = 75^0$.

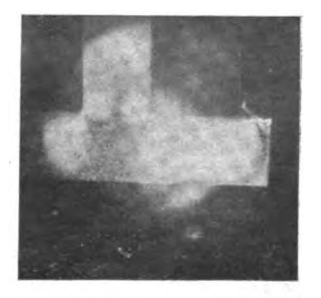
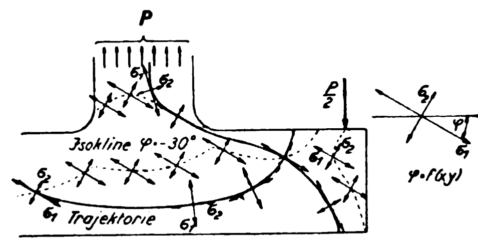


Abb. 16g. $\varphi = 90^0$.

Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig. **W. Birnbaum.**

2. Die Hauptspannungstrajektorien; das sind Kurven, die überall den Achsenrichtungen des Hauptspannungskreuzes folgen. Es gibt zwei Scharen von Trajektorien, die sich überall senkrecht schneiden.

Die optische Spannungsmessung liefert nun das Isoklinenfeld und damit die Trajektorien, sowie die Größe ϑ und damit τ und $\sigma_x - \sigma_y$. Damit ist der Tensor noch nicht völlig bestimmt.



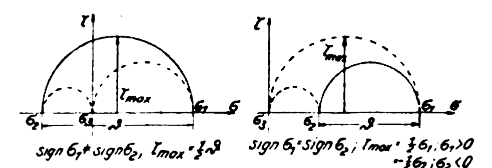
Hauptspannungstrajektorien und Linien gleicher Trajektorienneigung (Isoklinen) im gebogenen T-Stück

Abb. 7.

Man braucht noch eine Beziehung, die gestattet, $\sigma_x + \sigma_y$ oder eine dieser beiden Größen für sich zu bestimmen. Die Beanspruchung des Materials wird nämlich nicht durch die Größe ϑ allein bestimmt, wie in vielen Aufsätzen über optische Spannungsmessung fälschlich behauptet wird. Nach Mohr ist die Beanspruchung durch die größte im Körper auftretende Schubspannung gegeben. Diese ist in vielen Fällen in der Tat gleich $\frac{1}{2}\vartheta$, in ebenso vielen Fällen aber ist sie größer. Das einfachste Beispiel dafür ist der Fall $\sigma_1 = \sigma_2$, homogener Zug in allen Richtungen der Ebene des Spannungszustandes. Dann ist $\vartheta = 0$, aber niemand wird behaupten wollen, daß dann auch die Beanspruchung Null sei, wenn etwa σ_1 über der Zerreißgrenze liegt. Man muß wohl beachten, daß der ebene Spannungszustand σ_1, σ_2 nur der spezielle räumliche Fall $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3 = 0$ ist, so daß stets zwei der drei Mohrschen Kreise durch den Ursprung gehen. Es besteht dann ein Unterschied zwischen den Fällen, wo die beiden Hauptspannungen gleiches, und denen, wo sie verschiedenes Vorzeichen haben. Betrachte ich erst diesen Fall, so ist σ_1 als algebraisch größere Hauptspannung positiv, σ_2 negativ. Der über $\vartheta = \sigma_1 - \sigma_2$ gezeichnete Spannungskreis des ebenen Spannungszustandes (ausgezogen) ist dann zugleich der Hauptkreis der Mohrschen Darstellungsweise und es ist in der Tat $\tau_{max} = \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2) = \frac{1}{2}\vartheta$ (Abb. 8).

Anders, wenn σ_1 und σ_2 gleiches Vorzeichen haben. Der (in der Figur wieder ausgezogene) Spannungskreis des ebenen Spannungszustandes liegt dann innerhalb des Hauptkreises, der zwischen dem Nullpunkt und der ihrem Betrage nach größten Hauptspannung ausgespannt ist (Abb. 9). Es ist dann $\tau_{max} = \frac{1}{2}\sigma_1$ bzw. $= -\frac{1}{2}\sigma_2$, je nachdem die σ positiv oder negativ sind, und diese Schubspannungen werden in Ebenen übertragen, die unter 45° gegen die Ebene des Spannungszustandes geneigt sind.

Da am unbelasteten Rande die eine Hauptspannung verschwindet, so ist ϑ dort direkt gleich der anderen (ob Zug oder Druck herrscht, ist in jedem einzelnen Falle leicht zu ermitteln). Nach Coker[1]) kann man dann von einem Randpunkte $P_0\,(x_0\,y_0)$ durch Integrale längs irgendeiner Kurve bis zum Aufpunkte die dort herrschenden Nor-



Mohrsche Darstellung des ebenen Spannungszustandes

Abb. 8. Abb. 9.

malspannungen im x-y-System finden. Da nämlich $\tau = \tau_{(x\,y)}$ bekannt ist, so hat man auf Grund der Gleichgewichtsbedingungen

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial y} = 0 \qquad \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau}{\partial x} = 0,$$

ohne weiteres

$$\sigma_x - \sigma_{x_0} = -\int_{x_0}^{x} \frac{\partial \tau}{\partial y}\, dx, \quad \sigma_y - \sigma_{y_0} = -\int_{y_0}^{y} \frac{\partial \tau}{\partial x}\, dy.$$

Die Integrale lassen sich durch numerische oder graphische Näherungsmethoden leicht auswerten. Für den Fall, daß eine wesentliche Massenkraft, etwa Zentrifugalkraft, auf das Modell wirkt, sind diese Integrale natürlich noch durch deren Potential zu ergänzen.

Nun komme ich zu den Methoden der optischen Spannungsmessung selbst.[2]) Ein durchsichtiger isotroper Körper, der durch Spannungen deformiert ist, wird dadurch doppelbrechend, und zwar fallen die optischen Hauptachsen mit den Achsen des Spannungszustandes zusammen. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit für das Licht, das in der Richtung φ schwingt, ist also eine andere, als die für das Licht, das in der Richtung $\varphi + \frac{\pi}{2} = \psi$ schwingt, und zwar ist der Gangunterschied der beiden Strahlen nach Durchgang durch das Modell

$$\Delta = J \cdot d \cdot \vartheta,$$

wo d die Dicke des Modells, ϑ die Hauptspan-

---

[1]) E. G. Coker, Photo Elasticity for Engineers, General Electric Review **23** (1920), S. 870.

[2]) Vgl. auch E. Asch, Untersuchung der Spannungen des gebogenen Balkens im polarisierten Licht, Zeitschr. f. techn. Physik **3** (1922), S. 295.

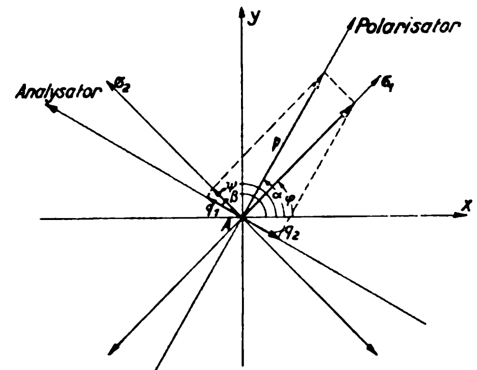
nungsdifferenz und J eine für das Material typische optische Konstante ist.

Ist p der Betrag des elektrischen Lichtvektors, der sich hinter dem Polarisator fortpflanzt, so ist die Feldstärke in Richtung β, die allein durch den Analysator hindurchgeht,

$$E = \tfrac{1}{2} p \cdot \sin 2(\alpha - \varphi) \cdot \left[\sin 2\pi\nu t - \sin 2\pi\nu\left(t - \frac{\Delta}{c}\right)\right] \cdot$$

oder

$$E = p \cdot \sin 2(\alpha - \varphi) \cdot \sin 2\pi\nu\frac{\Delta}{c} \cdot \cos 2\pi\nu\left(t - \frac{\Delta}{2c}\right) \cdot \text{ (Abb. 10).}$$



Wirkung ebener Spannungszustände im Aufpunkt A auf das polarisierte Licht bei gekreuzten Nicols

Abb. 10.

Die Aufhellung im Analysator ist demnach um so größer, je größer ϑ und je dicker das Objekt ist. Bei sonst gleichen Verhältnissen ist die Aufhellung Null, wenn das Polarisator-Analysatorkreuz (das ich kurz das Polarisationskreuz nennen will) parallel dem Hauptspannungskreuz ist, sie ist ein Maximum, wenn beide um 45^0 versetzt sind. Bei irgendeiner Stellung des Polarisationskreuzes sehe ich also alle die Stellen im beanspruchten Modell dunkel, deren Hauptspannungskreuz parallel dem Polarisationskreuz ist, d. h. ich sehe gerade die Isokline für den im Polarisator eingestellten Winkel $\alpha = \varphi_0$. Außerdem sind natürlich noch diejenigen Stellen dunkel, für die Δ ein ganzzahliges Vielfaches einer ganzen Wellenlänge $\lambda = \frac{c}{\nu}$ ist, d. h. ich sehe bei weißem Licht eine große Reihe farbiger, bei homogenem Licht eine Reihe dunkler Streifen, die aber bei wechselnder Belastung im Gesichtsfeld wandern, während die Isokline feststeht. Indem man dem Polarisationskreuz nacheinander alle möglichen Lagen, etwa von 5 zu 5^0 gibt, und die jeweiligen Isoklinen mit Hilfe des Fadenkreuzes und den Koordinatenteilungen am Belastungsapparat Punkt für Punkt aufnimmt, erhält man ein Isoklinenfeld, aus dem man nach bekannten Methoden der graphischen Auflösung linearer Differentialgleichungen die beiden Trajektorienscharen ermittelt. Die Hauptspannungsdifferenz läßt sich rechnerisch aus der Aufhellung ermitteln, sobald man die optische Konstante des Materials kennt und eine Skala der zu verschiedenen Gangunterschieden gehörenden Farben zur Verfügung hat. Besser kommt man zum Ziele, wenn man den Gangunterschied durch ein zweites hinter das zu untersuchende geschaltetes Modell, dessen Spannungszustand man genau kennt, wieder zu Null reduziert oder kompensiert. Dazu genügt ein auf gleichmäßigen Zug beanspruchter Zelluloidstreifen, den man in die Richtung der kleineren Hauptspannung σ_2 bringt. Man stellt dann zunächst das Polarisationskreuz auf maximale Aufhellung ein und ändert die Zugspannung im Kompensationsgliede so lange, bis wieder Dunkelheit im Aufpunkt herrscht. Das geschied in einfachster Weise mit Hilfe des oben beschriebenen Kompensationsapparats. Die Spannung im Zugglied wird aus seinen Querschnittsabmessungen und der von der Federspannung übertragenen Kraft berechnet; es ist praktisch, hierfür eine Tabelle aufzustellen, auf der man die Spannung in Atmosphären als Funktion der Federlänge direkt ablesen kann. Die kompensierende Spannung im Zugglied ist nun noch nicht gleich der Differenz der Hauptspannungen im Modell. Um diese endlich zu finden, müssen wir auf die Formel für den Gangunterschied zurückgreifen. Bezeichne ich Größen, die sich auf das Modell beziehen, mit dem Index m, solche, die sich auf das Kompensationsglied beziehen mit dem Index k, so habe ich

$$\Delta_m = J_m d_m \vartheta_m; \quad \Delta_k = J_k d_k \vartheta_k.$$

Dabei ist $\vartheta_k = \sigma_k$ die kompensierende Zugspannung. Kompensation heißt Gleichheit der beiden Δ-Werte, die ja Gangunterschiede in zwei zueinander senkrechten Richtungen darstellen (es ist $\varphi_k = \varphi_m + 90^0 = \psi_m$), also

$$\vartheta_m = \sigma_k \cdot \frac{J_k d_k}{J_m d_m}.$$

Die Dicke der Modelle und des Kompensationsgliedes werden mit Mikrometerschraube durch möglichst zahlreiche Messungen bestimmt. Ist der Kompensatorstreifen aus demselben Material wie das Modell, so ist $J_k = J_m$ und die Formel ist einfacher

$$\vartheta_m = \sigma_k \cdot \frac{d_k}{d_m}.$$

Über die Verwendung zirkular polarisierten Lichts vgl. die oben zitierte Arbeit von E. Asch.

III. Spezielle Untersuchungen.

1. Beanspruchung von Schaufelfüßen durch die Zentrifugalkraft.

Die Zentrifugalkraft am Rande normal gebauter 3000touriger Turbinenräder ist eine scheinbare Massenkraft von der Größenordnung nach 10000 mal größerer Kraftdichte als die Schwerkraft. Um die Spannungen in Schaufelfüßen zu untersuchen, müßte man also eigentlich, wie auch ursprünglich geplant war, den Schaufelfuß im Zentrifugalkraftfelde untersuchen. Es genügt indessen fürs erste, den kostspieligen Apparat hier wegzulassen und die Wirkung der Zentrifugalkraft durch die einer Zugkraft zu ersetzen, die am oberen Teil der Schaufel angreift.

Die von uns untersuchten Zelluloidmodelle bestanden aus einem Zelluloidstreifen von 22 mm

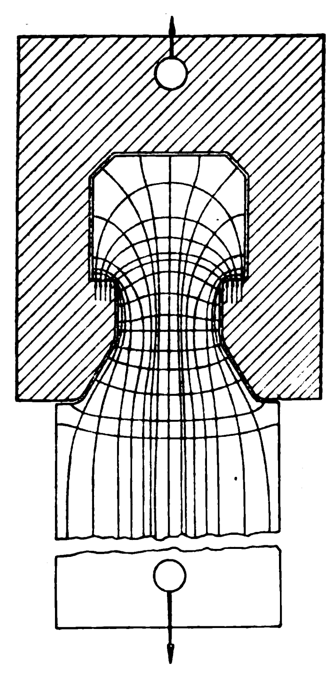


Abb. 12. Spannungstrajektorien im Schaufelfuß.

Breite und 5 mm Dicke, an den unten der Schaufelfuß angefräst wurde. Mit Hilfe eines Spannklotzes mit dem Profil der zugehörigen Nut wurden sie in den Belastungsapparat gespannt. Die auf der Fräsmaschine entstandenen Vorspannungen hatten so beträchtliche Werte, daß sie nicht völlig beseitigt werden konnten. Einen Schluß von dieser Beobachtung auf die beim Fräsen von Stahlschaufeln entstehenden Vorspannungen möchte ich mir indessen nicht erlauben, da das Verhältnis der Plastizität zu den anderen elastischen Eigenschaften, das wohl für das Entstehen von Vorspannungen maßgebend ist, bei Stahl und Zelluloid sehr verschieden sein dürfte. Wie zu erwarten war, zeigte sich in den scharfen Ecken, wo die Schulter in den schwalbenschwanzförmigen Teil übergeht, die höchste Beanspruchung. Diese Ecken sind singuläre Punkte des ebenen Spannungszustandes, sie waren schon nach vorübergehender geringer Belastung der Schaufel mit bleibenden Aufhellungen des Gesichtsfeldes behaftet, die nie mehr verschwanden. Coker untersuchte einen auf reinen Zug beanspruchten Stab, der aus zwei scharfkantig gegeneinander abgesetzten Teilen mit verschiedener Breite bestand und fand auch schon in diesem Falle starke Beanspruchung des Materials in den Ecken, obwohl in diesen überhaupt keine Lasten übertragen wurden. Um so größer muß die Beanspruchung bei Schaufelfüßen sein, wo dicht neben der Ecke auf die Schulter der Druck des Auflagers übertragen wird, der in dem benachbarten schwalbenschwanzförmigen Teil bereits in Zug übergegangen ist.

Die photographischen Aufnahmen (Abb. 11) zeigen die Isoklinen für Winkel φ von 15 zu 15°. Mit ihrer Hilfe und auf Grund subjektiver Beobachtungen wurde dann das Trajektorienbild (Abb. 12) skizziert, das ohne Anspruch auf größere Genauigkeit zu machen, den Verlauf der Spannungslinien im Schaufelfuß im wesentlichen wiedergibt.

2. Der Spannungsverlauf in gebogenen T-Stücken mit abgerundeten und scharfen Ecken.

Da bei Schaufelfüßen eine gleichmäßige Verteilung der Auflagerdrücke auf die beiden Schultern schwer zu erreichen ist, wurden die ersten messenden Versuche an T-Stücken ausgeführt, die als Schaufelfüße mit nach beiden Seiten verlängerten Schultern gelten können, bei denen die Auflagerkraft nicht über eine Fläche verteilt ist, sondern durch Schneiden übertragen wird. Es wurden zwei solche T-Stücke untersucht, bei denen der Übergang des mittleren auf Zug beanspruchten Stabes in den Querstab einmal mit einer Abrundung von 5 mm Radius, einmal mit einer scharfen rechtwinkligen Ecke erfolgte. Die Breite der Schenkel betrug 20 mm, die Entfernung der beiden Auflager 80 mm, alles weitere ist aus den Figuren ersichtlich, in denen jeweils nur die rechte Hälfte des im übrigen symmetrischen Modells gezeichnet ist. Die photographischen Aufnahmen (Abb. 13 und Abb. 16) zeigen wieder die Isoklinenbänder von 15 zu 15 Grad, sowie die im zirkular polarisierten Licht erhaltenen Stellen gleicher Hauptspannungen ($\vartheta = 0$). Diese bestehen aus einem „Punkt“, d. h. kreisförmigem, schwarzen Fleck im gezogenen Schenkel des T-Stückes, sowie aus einem kreisbogenförmigen Band darunter im Querbalken. Die Zone $\vartheta = 0$ zieht sich beim scharfkantigen T-Stück bis in die Ecken, in denen natürlich auch hier wieder sehr hohe Beanspruchung herrscht, die zu erheblichen Nachspannungen führte.

Oder sind Anhänger der Theorie, die Beanspruchung des Materials in jedem Falle nach der Größe der Hauptspannungsdifferenz zu beurteilen, geneigt, die Ecke für beanspruchungsfrei zu erklären, weil die Kurve $\vartheta = 0$ bis in die Ecke führt?

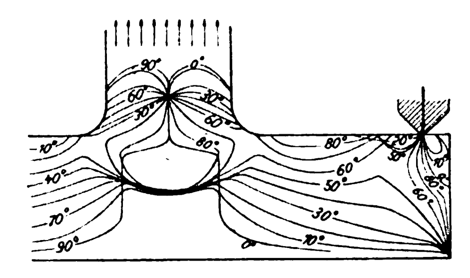


Abb. 14. Isoklinen im gebogenen T-Stück mit runden Ecken.

Die Isoklinen wurden von 5 zu 5° mit möglichster Genauigkeit aufgenommen (Abb. 14 und 17). Infolge der Breite der Bänder ist die genaue Bestimmung der Mittellinie mitunter sehr erschwert, wenn nicht unmöglich gemacht, wie bei der Isokline $\varphi = 0°$ bzw. 90°, bei der ganze Zonen im

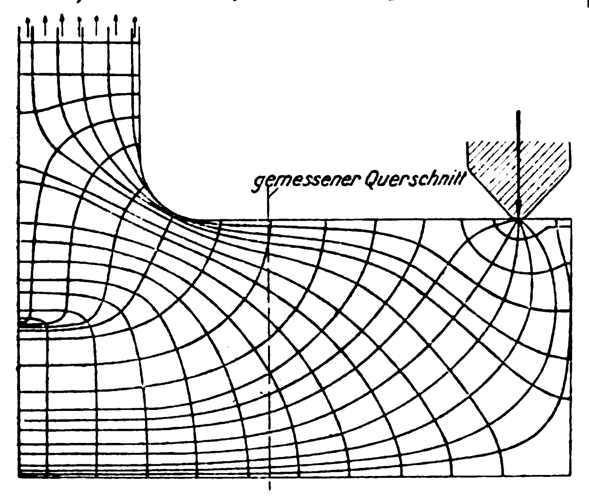


Abb. 15. Spannungstrajektorien im gebogenen T-Stück mit runden Ecken.

Gesichtsfeld dunkel bleiben, in deren Gebiet die Trajektorien wenigstens angenähert horizontal bzw. vertikal verlaufen. Die Spannungstrajektorien sind in Abb. 15 und 18 gezeichnet. Man erkennt deutlich, wie die Singularität der scharfen Ecken auch auf das Innere des T-Stücks durch Verschärfung der Trajektorienkrümmung wirkt.

Die x-Achse des Koordinatensystems lassen wir mit der Oberkante des Querbalkens zusammenfallen, die y-Achse geht senkrecht nach oben durch das rechte Auflager (Maßeinheit cm). Die Kompensationsmessung wurde am Querschnitt $x = -2{,}0$ durchgeführt. Alle gemessenen Spannungsgrößen wurden durch den Zug in der Mitte dividiert, d. h. auf die Zuglast 1 kg reduziert, um sie bequem miteinander vergleichen zu können. Zur Bestimmung von σ_y wurden weiterhin die Querschnitte $x = -2{,}2$ und $x = -1{,}8$ ausgemessen und aus der Änderung von τ die Größe $\partial\tau/\partial x$,

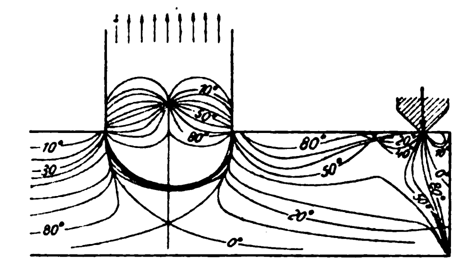


Abb. 17. Isoklinen im gebogenen T-Stück mit scharfen Ecken.

ersetzt durch den entsprechenden Differenzenquotienten, ermittelt.

Als Proben auf die Messung sind folgende Integralbeziehungen anwendbar:

Bezogen auf einen Zug von 1 kg in der Mitte, wird vom rechten Auflager eine Querkraft

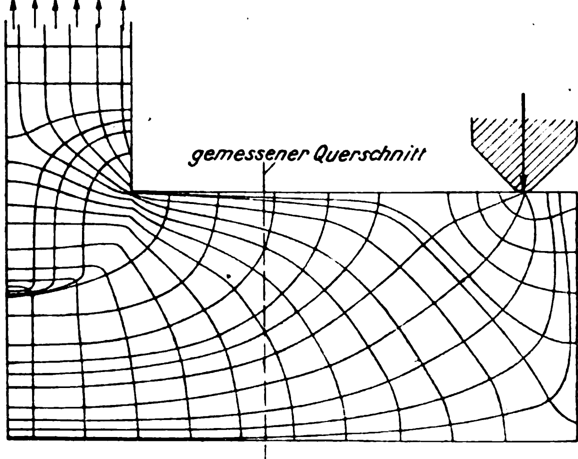


Abb. 18. Spannungstrajektorien im gebogenen T-Stück mit scharfen Ecken.

$$V = \int_{-2,0}^{0} \tau \cdot dy = -0{,}5 \text{ kg übertragen} \ldots \quad (1)$$

Das Biegungsmoment, das von rechts her übertragen wird, beträgt, wenn y_0 die Ordinate der neutralen Faser ist

$$M_0 = d \cdot \int_{-2,0}^{0} \sigma_x \cdot (y - y_0)\, dy = -0{,}5 \cdot 2 \text{ kg} = -1 \text{ kgcm}, \quad (2)$$

die außerdem übertragene Normalkraft (in Richtung der x-Achse), die man sich am Punkte y_0 angebracht zu denken hat, muß verschwinden, da keine horizontalen Lasten bzw. Auflagerkräfte an-

gebracht sind:

$$N = d \cdot \int_{-2,0}^{0} \sigma_x dy = 0. \tag{3}$$

Von diesen Beziehungen sind die ersten beiden gut erfüllt. Daß die dritte noch nicht erfüllt ist, hat seinen Grund einesteils in bleibenden Aufhellungen, die von den Ecken her wie eine Druckspannung in den beiden Armen des Querbalkens verlaufen. Andererseits war zu vermuten, daß infolge der Dehnung der obersten Fasern, die eine Vergrößerung der Auflagerentfernung herbeiführen würde, bei festen Auflagern eine Schubkraft infolge der Reibung übertragen wird, welche die Spannung in den oberen Fasern verringert. Daraufhin wurde das rechte Auflager horizontal beweglich angeordnet und es ergab sich sofort eine Vergrößerung der in den oberen Fasern gemessenen Zugspannungen, so daß N ganz wesentlich kleiner ausfiel.

Die gemessenen Werte sind in den Zahlentafeln 1 und 2 sowie in den Abb. 19 und 20

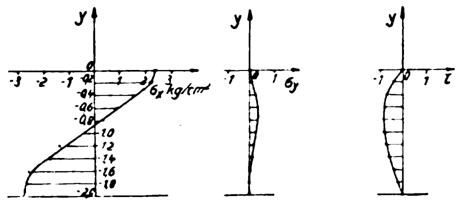


Abb. 19. Gemessene Spannungen im Querschnitt $x = -2$ der Fig. 15.

Zahlentafel 1.

Spannungen in km/cm² im Querschnitt $x = -2,0$ im T-Stück mit runden Ecken, bezogen auf die Zugkraft 1 kg.

y	ψ	ϑ	$\sigma_x - \sigma_y$	τ	$\frac{\partial \tau}{\partial x}$	σ_y	σ_x	$\overline{\sigma_x}$
0	90°	2,32	2,32	0	0	0,03	2,32	2,71
−0,2	80°	2,25	2,11	−0,39	−0,61	0,10	2,21	2,49
−0,4	67°	1,74	1,22	−0,63	−0,70	0,24	1,46	1,58
−0,6	55°	1,48	0,51	−0,70	−0,10	0,31	0,82	0,93
−0,8	45°	1,50	0	−0,75	−0,10	0,32	0,32	0,32
−1,0	35°	1,50	−0,51	−0,71	+0,52	0,26	−0,25	−0,23
−1,2	20°	2,06	−1,58	−0,66	+0,12	0,18	−1,40	−0,93
−1,4	15°	2,19	−1,90	−0,55	+0,43	0,12	−1,78	−1,53
−1,6	7°	2,68	−2,60	−0,33	+0,62	0,01	−2,59	−2,37
−1,8	5°	2,71	−2,67	−0,24	−0,11	−0,02	−2,69	−2,69
−2,0	0°	2,80	−2,80	0	0	0	−2,80	−2,81

$$V = d \cdot \int_{-2,0}^{0} \tau \cdot dy = -0,497 \text{ kg}. \quad 0,6\,\% \text{ Abweichung.}$$

$$y_0 = -0,9; \quad M_b = d \cdot \int_{-2,0}^{0} \sigma_x (y - y_0)\, dy = 1,05 \text{ kg/cm}. \quad 5\,\% \text{ Abweichung.}$$

$$N = d \cdot \int_{-2,0}^{0} \sigma_x dy = -0,39 \text{ kg}.$$

$\overline{V} = -0,498$ kg. $\overline{M_B} = 1,05$ kg/cm. $\overline{N} = -0,234$ kg.

Zahlentafel 2.

Spannungen in kg/cm² im T-Stück mit scharfen Ecken im Querschnitt $x = -2,0$, bezogen auf die Zugkraft 1 kg.

y	ψ	ϑ	$\sigma_x - \sigma_y$	τ	$\frac{\partial \tau}{\partial x}$	σ_y	σ_x
0	90°	1,60	1,60	0	0	−0,02	+1,58
−0,2	77°	1,53	1,37	−0,33	+0,15	+0,01	1,38
−0,4	70°	1,63	1,25	−0,52	0,57	+0,06	1,31
−0,6	54°	1,67	0,52	−0,79	0,27	0,10	0,62
−0,8	40°	1,68	−0,29	−0,84	0,18	0,18	−0,11
−1,0	35°	1,89	−0,65	−0,86	0,05	0,19	−0,46
−1,2	26°	2,13	−1,31	−0,84	−0,15	0,20	−1,11
−1,4	19°	2,13	−1,68	−0,65	−0,54	0,09	−1,59
−1,6	14°	2,42	−2,14	−0,56	−0,15	0,03	−2,11
−1,8	4°	2,52	−2,49	−0,17	−0,08	0,02	−2,47
−2,0	0°	2,59	−2,59	0	0	0	−2,59

$$V = d \cdot \int_{-2,0}^{0} \tau \cdot dy = -0,536 \text{ kg}. \quad 7\,\% \text{ Abweichung.}$$

$$y_0 = -0,8; \quad M_b = d \cdot \int_{-2,0}^{0} \sigma_x (y - y_0) \cdot dy = 0,87 \text{ kg/cm}. \quad 13\,\% \text{ Abweichung.}$$

$$N = d \cdot \int_{-2,0}^{0} \sigma_x \cdot dy = -0,48 \text{ kg}.$$

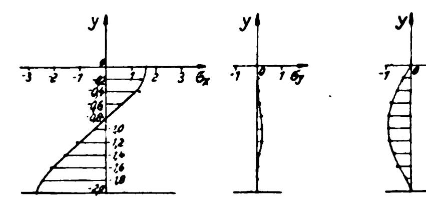


Abb. 20. Gemessene Spannungen im Querschnitt $x = -2$ der Fig. 18.

niedergelegt. In Zahlentafel 1 sind auch noch die bei beweglichem Auflager gemessenen Spannungen unter $\overline{\sigma_x}$ eingetragen.

Zusammenfassung.

1. Beschreibung des Apparates. Dieser besteht aus einer optischen Bank, auf der die Lichtquelle, der Polarisationsapparat, der Belastungsapparat, der Kompensationsapparat sowie die photographische Einrichtung auf verschiebbaren Reitern angeordnet sind.

2. Die Grundlagen der optischen Spannungsmessung sowie die Meßpraxis werden kurz erläutert.

3. Spezielle Untersuchungen. In Turbinenschaufelfüßen und in T-Stücken macht sich die starke Beanspruchung in den Ecken durch erhebliche Nachspannungen bemerkbar. Die zahlenmäßige Bestimmung der in einem Querschnitt eines T-Stückes übertragenen Spannungen stimmt bis auf den Einfluß bleibender Aufhellungen mit der Theorie überein. Die Trajektorienfelder wurden aus den Isoklinenfeldern graphisch bestimmt.



Neue Wege zur Herabsetzung der Kerbwirkung.[1])

(Mitteilung aus der Abteilung Industrie der Siemens Schuckertwerke G. m. b. H., Berlin.)

Von H. Kändler.

(Mit einer Tafel.)

Inhaltsangabe: 1. Allgemeiner Einfluß von Säureätzung auf Kerben in Metalloberflächen. 2. Ätzung von Kerben in Chromnickelstahl. 3. Verbesserung der Lebensdauer von Stäben durch Ätzbehandlung.

I. Allgemeiner Einfluß der Säureätzung auf Kerben in Metalloberflächen.

Zur Herabsetzung der Kerbwirkung war seither nur ein Vorschlag von Klose bekannt, nach welchem etwaige, während des Betriebes in Erscheinung tretende Anrisse durch Ausfräsen in die Form von Hohlkehlen gebracht werden. Wenn der Anriß nicht schon zu tief geht, gelingt es nach diesem Verfahren häufig, die Kerbwirkung herabzusetzen und einen schon in Bildung begriffenen Dauerbruch zum Stehen zu bringen.[2])

Dieses Hilfsmittel ist aber nur für gröbere Verhältnisse zur Behandlung von einzelnen, bereits festgestellten Rissen anwendbar. Aber auch da bietet es keine Gewähr dafür, daß nicht beim Einstechen der Hohlkehle neue Bearbeitungsriefen mit mehr oder weniger scharfen Einrissen in der neuen Oberfläche — die ebenfalls wieder eine schädliche Kerbwirkung haben — und damit neue Gefahrquellen entstehen.

Gegenüber der recht groben Wirkung, welche alle mechanischen Bearbeitungsmittel zur Ausrundung von Oberflächenverletzungen höheren Feinheitsgrades (Schleif- und Polierrisse) ungeeignet macht, besitzt die chemische Oberflächenbehandlung den Vorteil, keinerlei neue Bearbeitungsspuren mit Kerbwirkung zu hinterlassen. Diese Wirksamkeit der Ätzung geht deutlich aus den Abb. 1 u. 2 hervor, die zeigen, daß noch kaum eine „Vertiefungswirkung" erkennbar ist, wenn die „Ausrundungs"- und „Abrundungswirkung" des Ätzmittels schon deutlich hervortritt. Dabei erfolgt die Ausrundung und Verbreiterung des Kerbengrundes viel energischer als die Abrundung der Erhöhungen.[3])

Nach dem Gesagten konnte man erwarten, daß der Querschnitt einer Furche mit vorher scharfem Kerbengrund nach einer gewissen Zeitdauer der Ätzung etwa dem Verlauf der in Abb. 3 punktierten Linie folgen würde, und es war nun zu prüfen, ob sich diese Erwartung bei denjenigen Werkstoffen bestätigte, die in der Praxis vorwiegend Verwendung finden.

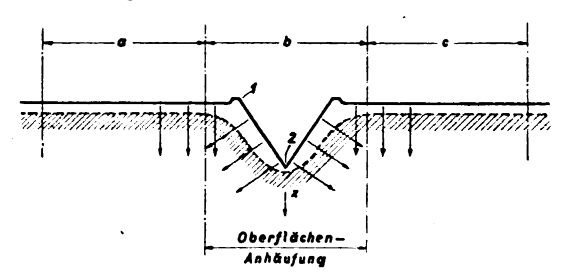


Abb. 3. Theoretischer Ätzvorgang bei einer Kerbfurche.

Dabei mußte berücksichtigt werden, daß die Ätzbehandlung wegen der bekannten Erscheinung, daß kalt bearbeitete Messingteile nach dem Ätzen mit Quecksilbernitratlösung häufig infolge von vorher vorhanden gewesenen inneren Spannungen aufreißen, überall da nicht in Betracht kommen dürfte, wo das Zwischenmittel zwischen den einzelnen Kristalliten leichter löslich ist als diese.

II. Ätzung von Kerben in Chrom-Nickelstahl.

Auf der hochglanzpolierten Fläche eines Objektes von Chrom-Nickelstahl wurde mit Hilfe des Diamanten ein geradliniger Einriß von 31,8 μ Breite hergestellt.

Die Untersuchung dieses Risses mit Hilfe des Binokularmikroskopes ergab folgenden Befund.

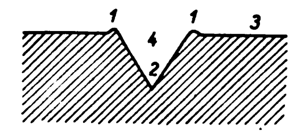


Abb. 4. Ungeätzte Kerbfurche.

Der Einriß (vgl. Abb. 4) zeigte die Form einer schroff einspringenden Furche (4) mit scharfwinklig

[1]) Der wesentliche Inhalt der Arbeit ist einem Bericht entnommen, den der Verfasser am 2. Februar 1923 der Technischen Hochschule in Braunschweig erstattet hat. — Da die Fortsetzung der Arbeiten durch die Ruhrbesetzung nachteilig beeinflußt wurde, wird das Thema zur Vermeidung weiterer Zeitverluste an dieser Stelle zunächst in seinen Grundzügen zur Diskussion gestellt. — Zur Mitarbeit bei der weiteren Entwicklung des Verfahrens haben sich in dankenswerter Weise bereit gefunden: Von der Technischen Hochschule in Braunschweig die Herren Prof. Dr.-Ing O. Föppl (für das Gebiet der Schwingungsfestigkeit) und Prof. Dr.-Ing. O. Schmitz (für die Erforschung der gestaltungsändernden Wirkung der Lösungsmittel bei Stahl), ferner von der Versuchsanstalt der Deutsch-Luxemburg. Bergw.- und Hütten-A.-G. Dortmunder Union zu Dortmund Herr Dr.-Ing. Schulz (für das Gebiet der Dauerschlagbiegeprobe). — Der Verfasser spricht den genannten Herren auch an dieser Stelle seinen besten Dank für ihre Bereitwilligkeit zu dieser Arbeitsgemeinschaft aus. — Veröffentlichungen über die in den verschiedenen Instituten laufenden systematischen Versuche werden folgen.

[2]) Vgl. M. Ensslin, Brüche an gekröpften Kurbeln und Maßnahmen. Der Betrieb (Gestaltung), Heft 4 (1922), 108.

[3]) Wegen eingehender Erklärung dieses geometrischen Verlaufes des Körperabbaues durch Ätzung muß ich auf die in Aussicht genommenen weiteren Veröffentlichungen [vgl. Fußnote 1)] verweisen.

zueinander stehenden Wandungsflächen und geringfügigen unregelmäßig aufgeschmierten Randwulsten (1), die über die ursprüngliche Oberfläche (3) des Objektes hinausragten. Sie machte im wesentlichen den Eindruck einer mit einer Winkelschneide in eine weiche plastische Tonmasse gezogenen Rille. Dieser Eindruck war um so deutlicher, als die Wandungen stellenweise kleine Verletzungen (vgl. Abb. 5) in Form von unregelmäßig verteilten, gruppenförmig angeordneten Reißwunden zeigten.

Dieser Befund ist in Abb. 5 ziemlich gut zu erkennen. Bei stereoskopischer Betrachtung tritt der schroff und scharf einspringende Kerbengrund deutlich zurück. Bei Einzelbetrachtung hebt sich namentlich auf dem rechts liegenden Teilbild die rechte Kerbenwand durch ihre Schattenwirkung klar heraus.

Das rechte Teilbild zeigt außerdem in der oberen Hälfte der Kerbfurche die bereits erwähnten Aufreißungen der Wandflächen.

Der geradlinige Kerbengrund (2, Abb. 4), der sich in Abb. 5 deutlich und einwandfrei in seiner einspringenden scharfen Winkelform zeigt, erschien bis auf wenige Einzelstellen scharf und unverletzt.

Ein Teil der Furche wurde darauf 10 min lang in fast konzentrierter Salzsäure angeätzt[4]) und wiederum untersucht. Hierbei zeigte sich folgender Befund:

Die Furche hatte ihre scharfwinklige Form schon nach der kurzen Dauer der Ätzung zum größten Teil verloren und der Kerbengrund hatte eine etwa der Stufe 5 der Abb. 2 entsprechende sanft ausgerundete Querschnittsform angenommen; eine merkbare Vertiefung konnte nicht festgestellt werden.

Die oberen Furchenkanten zeigten Ansätze zur Abrundung.

Die stereoskopische Aufnahme des Objektes bestätigt diesen Befund (vgl. Abb. 6). Die Ausrundung des Furchengrundes tritt durch dessen hellere Tönung deutlich hervor, während die Wandungen beiderseits dunkler schattiert sind. Die Aufreißungen in den Furchenwandungen sind verschwunden und die Oberfläche erscheint in allen Teilen kristallinisch intakt.

Bei einem zweiten Versuche, welcher im Gegensatz zu dem beschriebenen nicht mit konzentrierter Säure, sondern mit 5 $^0/_0$iger HNO_3 bei 10 min Dauer durchgeführt wurde, konnte eine Profilaufnahme (Abb. 7) gemacht werden[5]), aus der die Ausrundung des Furchengrundes hervorgeht.

[4]) Die Frage der zweckmäßigsten Ätzung — Ätzmittel, Konzentration, Ätzdauer — wird noch gesondert behandelt werden. In dieser ersten Mitteilung der Grundgedanken wird das Ergebnis je eines Versuches mit konzentrierter (Abb. 5 und 6) und mit stark verdünnter Säure (Abb. 7) gezeigt.

[5]) Diese Aufnahme wurde bei den Vorarbeiten für die Erforschung der gestaltungsändernden Wirkung der Lösungsmittel bei Stahl gewonnen, die nach dem vom Verfasser gestellten Thema im Metallographischen Laboratorium der Technischen Hochschule in Braunschweig von den Herren Dr.-Ing. Riede und Dipl.-Ing. Sackmann ausgeführt wurden, denen ich auch an dieser Stelle meinen Dank für ihre Mitarbeit ausspreche.

Die Bilder aus beiden Versuchen zeigen deutlich die vorherrschende Breitenwirkung am Kerbengrunde und die in den verschiedenen Tiefenlagen der Kerbfurche voneinander abweichende Tiefenwirkung der Ätzung.

III. Verbesserung der Lebensdauer von Stäben durch Ätzbehandlung.

Nach den Ergebnissen des Abschnittes II wurde untersucht, ob und in welchem Maße sich in der Praxis die theoretische Erwartung bestätigt, daß die Lebensdauer von dauerbeanspruchten, oberflächenverletzten Bauteilen durch Ätzbehandlung verbessert werden kann.[6])

Versuch 1. (Ätzung mit verdünnten Säuren.)

Im Interesse einer möglichst weitgehenden Verwertbarkeit der Ergebnisse der Untersuchung wurde dieser die Systematik der einschlägigen Vergleichsarbeiten von Rittershausen und Fischer in ihren wesentlichen Zügen zugrunde gelegt.

Da zunächst nur ein ganz genereller Vergleich beabsichtigt war, konnte von einer besonderen Untersuchung der Materialien abgesehen werden, doch wurden zur Erzielung einer ausreichenden Gleichmäßigkeit sämtliche Stäbe dieses Versuches aus derselben gut durchgeschmiedeten Stange entnommen.

Nach Rittershausen und Fischer[7]) zeigte sich eine besondere schädliche Auswirkung der infolge von Oberflächenrissen eintretenden Kerbwirkung bei Kohlenstoffstahl. In Anlehnung hieran wurden die Stäbe für den Vorversuch aus Siemens-Martin-Stahl hergestellt.

Zum Versuch wurden 12 Proben mit Normalrundkerben auf dem Kruppschen Dauerschlagwerk ausgeführt. Nach ihrer Oberflächenbehandlung waren die Stäbe in vier Gruppen eingeteilt, und zwar

A) nur gedreht,
B) gedreht und angeätzt,
C) poliert,
D) poliert und angeätzt.

[6]) Da die systematischen Versuche in dieser Richtung noch nicht abgeschlossen sind, werden hier nur zwei — allerdings sehr instruktive — Vorversuche mitgeteilt, deren Ergebnisse aber nicht ohne weiteres vergleichbar sind, weil in dem einen Falle Rundkerbeo nach Ätzung mit schwachen Säuren, in dem anderen Spitzkerben nach Ätzung mit konzentrierter Säure Verwendung fanden. — Die Ergebnisse systematischer Versuche mit verschiedenen Ätzmethoden und Stäben mit gleichartiger Kerbenform, sowie Gegenüberstellungen von Spitzkerben und Rundkerben nach gleichartiger Ätzung werden in Kürze veröffentlicht werden.

[7]) Fr. Rittershausen und Fr. P. Fischer, Dauerbrüche an Konstruktionsstahlen und die Kruppsche Dauerschlagprobe. Kruppsche Monatshefte, 1. Jg. (Juni 1920), 93.



Tabelle 1.

Versuch 2. Schlagbiegefestigkeit. Siemens-Martin-Stahl. 180° Drehung.

Stabbezeichnung		Oberflächenbehandlung	Aufl.-länge mm	Stab-durchmesser mm	Stab-länge mm	Kerb-tiefe mm	Kerb-form	Kernzone mm	Schlagzahl bis zum Anriß	Schlagzahl bis zum Bruch	Schlagzahl im Mittel	Abweichung der Z_B-Werte in % max.	Abweichung der Z_B-Werte in % mittl.	Zunahme % gegenüber A	Zunahme % gegenüber B	Zunahme % gegenüber C
A	1	Kerbgrund	100	14,9	160	1,0	—	1	3100	6455	—	—	—	—	—	—
	2	gedreht		15		1,0	—	1	4250	7272	—	—	—	—	—	—
	3	nicht geätzt		15		1,0	—	1	4350	6408	6711	11,80	9,072	—	—	—
B	1	Kerbgrund	100	14,6	160	0,8	—	1	*)	9878	—	—	—	—	—	—
	2	gedreht		14,8		0,9	—	1	—	9162	—	—	—	—	—	—
	3	geätzt		14,9		1,0	—	1	—	9075	9371	8,848	5,71	39,64	—	14,56
C	1	Kerbgrund	100	15	160	1,0	—	1,5	5500	8420	—	—	—	—	—	—
	2	poliert		15		1,0	—	1	5600	8922	—	—	—	—	—	—
	3	nicht geätzt		14,8		0,9	—	1	4700	7199	8180	19,31	14,04	21,89	—	—
D	1	Kerbgrund	100	15	160	1,0	—	1	*)	10879	—	—	—	—	—	—
	2	poliert		14,9		1,0	—	1	—	9532	—	—	—	—	—	—
	3	geätzt		15		1,0	—	1	—	10829	10413	12,38	8,45	55,163	27,298	11,119

*) Feststellung durch die Ätznarbe erschwert.

Die Ätzung wurde nach folgender Vorschrift vorgenommen:

40 min 2%ige Salzsäurelösung,
10 „ „ Salpetersäurelösung,
10 „ „ Salzsäurelösung,
10 „ „ Salpetersäurelösung,
10 „ „ Salzsäurelösung,
5 „ „ Salpetersäurelösung,
5 „ „ Salzsäurelösung,
90 min Gesamtdauer der Ätzung.

Die Augenscheinuntersuchung nach beendeter Ätzung ergab eine meßbare Materialabtragung nicht, doch schienen die scharfen Kanten der Rundkerbe fast unmerklich gebrochen zu sein.

Die Bearbeitungsriefen in den Rundkerben waren noch zu erkennen. Sie hatten jedoch merkbar an Deutlichkeit verloren.

Die Stäbe wurden dann bei 180° Drehung der Kruppschen Dauerschlagbiegeprobe bis zum Bruch unterworfen.

Eine Feststellung der Schlagzahlen bis zum ersten Anriß war nur bei den Stäben der Gruppen A und C mit hinreichender Genauigkeit möglich, da bei den anderen Gruppen die Beobachtung durch die Ätznarbe erschwert wurde.

Das Ergebnis der Dauerschlagbiegeprobe ist in Tabelle 1 wiedergegeben.[8])

Aus den Gegenüberstellungen der Tabelle 1 geht hervor, daß bei diesem Versuch

1. Stäbe mit geätzter Oberfläche eine höhere Schlagzahl zeigten, als solche mit ungeätzter Oberfläche.

2. auch Stäbe mit sehr feinen Oberflächenverletzungen (Polierrissen) durch Anätzen der Oberfläche eine gesteigerte Schlagzahl aushielten.

Aus der Gegenüberstellung der Ergebnisse in Tabelle 2 ergibt sich, daß die Ätzbehandlung der Oberfläche hinsichtlich der Schlagbiegefestigkeit günstiger zu sein scheint, als technische Politur, und daß aussichtsvolle Höchstwerte durch kombinierte Anwendung von Polieren und Ätzen erreicht wurden.

Tabelle 2.

bei	Die Verbesserung von Z_B beträgt bei Bearbeitung durch Polieren %	Ätzen %	Polieren und Ätzen %
gedrehten Stäben	21,89	39,636	55,163
polierten Stäben	—	27,298	—

Ferner zeigte sich, daß die verbessernde Wirkung der Ätzbehandlung im Sinne unserer Untersuchungen bei nur gedrehten Stäben — also bei relativ roher Bearbeitung der Oberfläche — höher war, als beim Ausgang von der Bearbeitung höheren Feinheitsgrades (39,636 — 27,298 — 12,338).

Versuch 2 (Ätzung mit konzentrierter Säure).[10])

Aus Material nachstehender Zusammensetzung wurden Dauerschlagproben für das Kruppsche Dauerschlagwerk entnommen:

C	Si	Mn	P	S
0,16	0,34	0,34	0,01	0,029

[8]) In der Tabelle entsprechen die Werte von Z_B der gesamten Anzahl der Schläge. Diese Bezeichnung wird in der Industrie vorwiegend angewendet im Gegensatz zu W. Müller[9]), der als Schlagzahl die Anzahl der auf jede Stabseite ausgeübte Schläge bezeichnet (also die Hälfte der im ganzen gezählten Schläge).

[9]) W. Müller, Schlagbiegefestigkeit und Schlaghärte legierter Konstruktionsstähle, Berlin 1922, Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Heft 247, 8.

[10]) Dieser Versuch wurde von Herrn Dr. E. H. Schulz, Dortmund, ausgeführt, der auch einen Teil der weiteren Arbeiten übernommen hat.



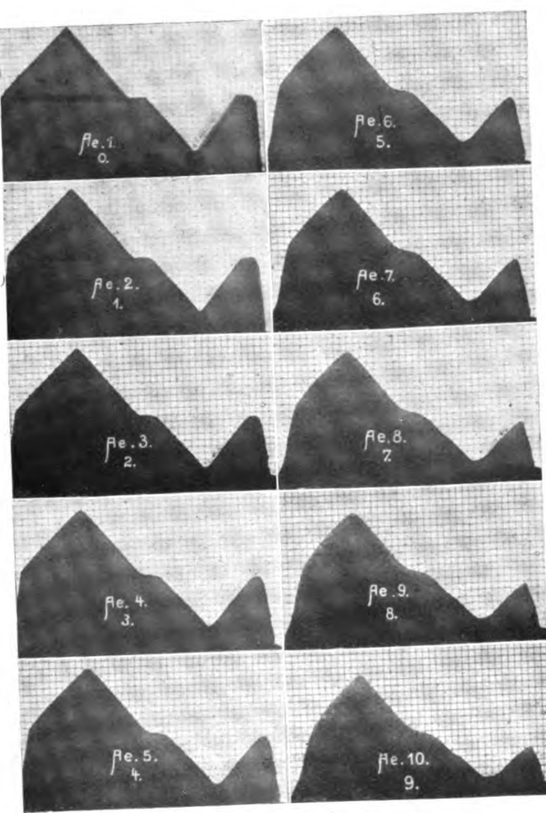


Abb. 1. Verschiedene Stufen der Ätzwirkung.

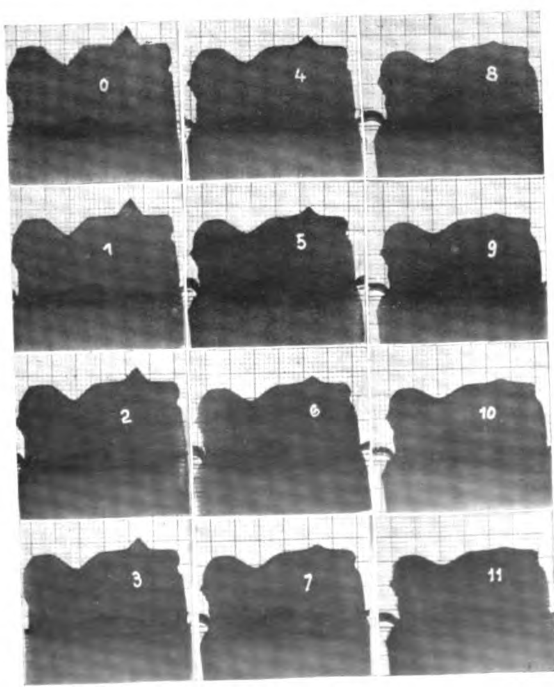


Abb. 2. Verschiedene Stufen der Ätzwirkung.

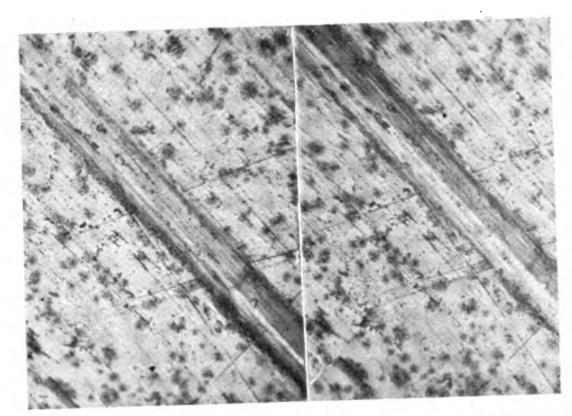


Abb. 5. Stereoskopbild einer nicht geätzten Kerbfurche.

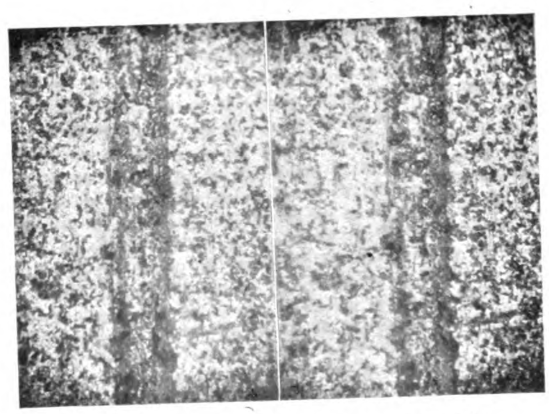


Abb. 6. Stereoskop einer geätzten Furche.

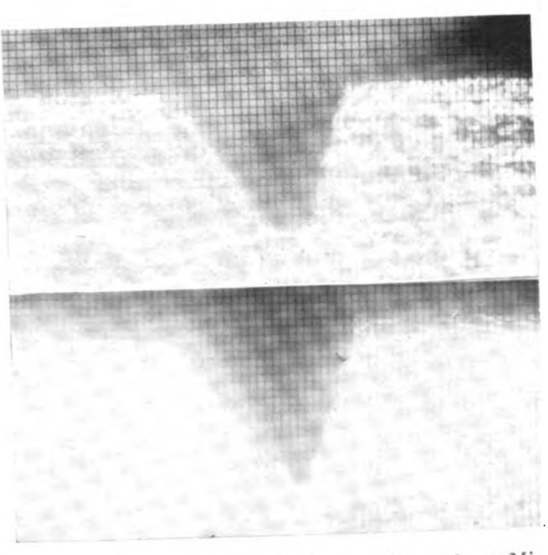


Abb. 7. Ausrundung des Furchengrundes nach 10 Min. durch 5 %ige HNO_3-Lösung.

Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig. **H. Kändler.**

Die Proben wurden mit Spitzkerben von 1 mm Tiefe versehen und poliert, wobei besonders darauf geachtet wurde, daß die Kerben in gleicher Tiefe und mit gleicher Spitze eingestochen wurden. Die Proben 3 bis 8 wurden unmittelbar vor der Prüfung verschieden lange in konzentrierter Salzsäure geätzt.

Die Tabelle 3 gibt die für die einzelnen Proben erhaltenen Schlagzahlen wieder.

Tabelle 3.

Probe	Ätzdauer	Schlagzahl	Mittel	% Zunahme
1	Anlieferungszustand	2722	2560	
2	„	2339		
3	20 Stunden [11]	3739	3740	+ 46,0 %
4	20 „	3741		
5	42 „	4385	4830	+ 88,7 %
6	42 „	5276		
7	65 „	5688	5544	+ 116,0 %
8	65 „	5401		

Es hat also die verhältnismäßig grobe Ätzbehandlung eine außerordentlich starke Zunahme der Schlagzahl herbeigeführt, die um so größer ist, je länger die Ätzdauer war.

Ob und inwieweit die nach diesem Versuche zunächst hervortretende Überlegenheit einer Ätzung mit konzentrierter Säure tatsächlich besteht, wird durch systematische Versuche geklärt und später veröffentlicht werden.

Vor der Hand kann aus der Gegenüberstellung — als Programmpunkt für weitere Versuche — geschlossen werden, daß für die Verhältnisse der Praxis die Ätzung mit konzentrierter Säure wahrscheinlich deshalb vorzuziehen ist, weil bei ihr der Nachteil der stürmischen Wirkung in Fortfall kommt, der bei Anwendung verdünnter Säure eine große Aufmerksamkeit erfordert, um schädliche Überätzungen zu vermeiden.

Die Ergebnisse der Vorversuche lassen eine befruchtende Wirkung nicht nur für die Fabrikation und Behandlung dauerbeanspruchter Bauteile erhoffen, sondern sie eröffnen auch interessante Ausblicke auf die weitere Entwicklung der Dauerfestigkeitsprüfung im allgemeinen und der Kruppschen Dauerschlagbiegeprobe im besonderen.

In sorgfältig hergestellten Serien von Versuchsstäben für das Kruppsche Dauerschlagwerk kommen bei sonst hinreichender Gleichmäßigkeit der Ergebnisse einzelne Stäbe mit auffälliger Abweichung der Dauerschlagzahlen vor.

Man ist deshalb gezwungen, jeweils eine größere Zahl von Stäben zu prüfen, um die erwünschte Zuverlässigkeit sicherzustellen. Diese ist aber nicht gegeben, wenn, wie es in der Praxis häufig vorkommt, nur Material für einen oder zwei Stäbe zur Verfügung steht.

Auch nach den Arbeiten von Prof. Dr.-Ing. W. Müller [12] wird die Bedeutung des — dort „Dauerschlag-Biegeversuch" genannten — Verfahrens einschränkend beurteilt.

Hier zeigen die Werte aus Parallelversuchen bei der Dauerschlagbiegeprobe ganz erheblich höhere Abweichungen als beim Zerreißversuch.

W. Müller gibt folgende Gegenüberstellung:

bei Ermittlung von	Abweichungen, bezogen auf die jeweiligen Kleinstwerte von %	bis %	Mittel %
σ_S	0	25,4	3,8
σ_B	0	7,5	1,4
Z_B	0	81,5	13,4

Die auf Grund dieser Angaben von W. Müller sich ergebende geringere Zuverlässigkeit der Dauerschlagbiegeprobe wird mit Recht auf die wenn auch geringen Bearbeitungsriefen im Kerbengrunde zurückgeführt.

Durch Anätzen der Oberfläche kann dieser Fehler, wie die Werte aus den Versuchen nach Abschnitt III erhoffen lassen, wahrscheinlich in wesentlichem Maße ausgeglichen werden.

Für Siemens-Martin-Stahl sind im Versuch 1 folgende Abweichungen der Z_B-Werte bei Parallelversuchen festgestellt:

Bearbeitung des Kerbgrundes	Abweichung der Werte von Z_B in %, bezogen auf $Z_{B\,min}$ max.	Mittel
Gedreht	11,8	9,072
Gedreht und geätzt . . .	8,848	5,71
Verbesserung durch Ätzen	2,952 (39,3)	3,362 (27,0)
Poliert	19,31	14,04
Poliert und geätzt . . .	12,38	8,45
Verbesserung durch Ätzen	6,93 (27,9)	5,59 (25,1)

Trotzdem die Versuche, denen diese Werte entnommen wurden, erste Vorversuche waren, bei deren Anordnung über die Zweckmäßigkeit verschieden angelegter Ätzmethoden nur erst sehr wenig bekannt war, zeigen diese Werte doch schon, daß mit Hilfe der Ätzbehandlung der Oberfläche die Größenordnung der Abweichungswerte nicht unerheblich beeinflußt werden kann.

Man kann daher schon auf Grund dieser Vorergebnisse mit großer Wahrscheinlichkeit annehmen,

[11] Die außerordentlich lange Ätzdauer scheint in diesem Falle darin begründet zu sein, daß das in den meisten verdünnten Säuren leicht lösliche Eisen gegen konzentrierte Säuren sehr widerstandsfähig ist.

[12] Vgl. diese Arbeit, Fußnote 9, S. 152.

daß die bisher gewonnenen Werte von Z_B wegen des Einflusses der Bearbeitungsriefen einem vermeidbar hohen Abweichungsfaktor unterworfen waren und durch Prüfung geätzter Stäbe verbessert werden können.

Man wird danach nicht umhin können, die Bedeutung der Kruppschen Dauerschlagbiegeprobe unter dem Gesichtswinkel der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit nachzuprüfen.

Inwieweit dadurch eine neue Charakteristik der Dauerschlagbiegeprobe ebensowohl, wie auch anderer Verfahren zur Prüfung der Dauerfestigkeit von Baustoffen gewonnen werden kann, wird durch die bereits angekündigten weiteren Veröffentlichungen geklärt werden.

Schon jetzt kann man aber hoffen, daß die Herstellung der Versuchsstäbe, die seither trotz peinlichster Bearbeitung der Oberfläche viel zu wünschen übrig ließ, durch Einführung der Oberflächenätzung einfacher und trotzdem aussichtsreicher gestaltet werden kann.

Zusammenfassung.

Als wesentliches Ergebnis der vorstehenden Untersuchung kann für den Fall von kerbenartigen oder rißartigen Oberflächenverletzungen folgende Tatsache ausgesprochen werden: Risse und scharfe Einkerbungen in der Oberfläche von Körpern werden unter der Wirkung eines Lösungsmittels ohne wesentliche Tiefenwirkung im Rißgrund verbreitert und ausgerundet (vgl. Abb. 1 und 2).

Da auch Oberflächenverletzungen von bisher unbeachteter Feinheit (Schleif- und Polierrisse usw.) als Ausgangspunkte von Dauerbrüchen in Betracht kommen, so kann aus obigem Versuchsbefund die Folgerung gezogen werden:

Durch Ätzen der Oberfläche von Bauteilen wird

a) die Kerbwirkung herabgesetzt, die überall da auftritt, wo die Oberfläche durch Unstetigkeiten unterbrochen ist;

b) die Dauerfestigkeit (Schlagbiegefestigkeit, Schwingungsfestigkeit, Lebensdauer) der Bauteile auch dann erhöht, wenn augenfällige Verletzungen der Oberfläche nicht vorhanden sind.

(Eingegangen am 27. März 1924.)

Die Messung der Tropfengröße bei zerstäubten Flüssigkeiten.[1]

Von F. Häusser und G. M. Strobl.

Die Zerstäubung von Flüssigkeiten spielt bei einer Reihe von Prozessen und Verfahren eine wichtige, häufig entscheidende Rolle; erwähnt seien nur die Brennstoffzerstäubung bei Ölmaschinen, insbesondere beim Dieselmotor, die Probleme der Staub- und Rauchbekämpfung mittels Flüssigkeitsnebel, die Eindampf- und Trocknungsverfahren mit vorgängiger Flüssigkeitszerstäubung, bei denen in Bruchteilen einer Sekunde die Flüssigkeit nicht allein zerstäubt, sondern auch verdampft werden soll. In allen diesen Fällen ist eine möglichst feine mechanische Zerstäubung von ausschlaggebender Bedeutung. Um so wichtiger wäre die Messung der Tropfengröße, um ein Urteil über die Güte der Zerstäubung und der Zerstäubungseinrichtungen zu gewinnen; doch ist bisher keine technisch brauchbare Methode dafür bekannt geworden.

Die Abschätzung der Feinheit der Zerstäubung nach dem Augenmaß, womit man sich meistens begnügt, ist natürlich sehr roh; man unterliegt dabei großen Täuschungen. Die in der Physik üblichen Methoden, nach denen man Tropfengrößen bis zu $2 \cdot 10^{-6}$ cm herab gemessen hat, sind für technische Zwecke zu umständlich, verlangen zuviel apparatives Beiwerk, lange Beobachtungszeiten und exakte Versuchsbedingungen; sie lassen sich bei einem mit 10 bis 15 Sekundenmeter Geschwindigkeit bewegten Strahl, wie er bei technischer Zerstäubung vorliegt, nicht durchführen. Vielfach benutzen die Physiker den bekannten Stokesschen Ansatz. Man sucht dabei ein einzelnes Tröpfchen aus dem Nebel zu isolieren und läßt es in einem flüssigen oder gasförmigen Medium herabfallen, den Vorgang durch ein Mikroskop beobachtend. Unter dem Einfluß der Schwerkraft wird die Kugel zunächst beschleunigt, bis eine Geschwindigkeit erreicht ist, bei welcher das Gewicht der fallenden Kugel dem mit der Geschwindigkeit wachsenden Widerstand des Mediums gleich geworden ist. Von diesem Punkt an, der nach Zeleny und Mc Keehan[2]) in sehr kurzer Zeit erreicht wird, fällt das Teilchen mit gleichförmiger Geschwindigkeit. Stokes setzt den Widerstand K erfahrungsgemäß proportional der Geschwindigkeit v zu $K = 6\pi \cdot \eta \cdot r \cdot v$ (η = Koeffizient der inneren Reibung des Mediums, r = Kugelradius, v = Fallgeschwindigkeit) und findet:

$$v = \frac{2}{9} \cdot \frac{r^2 \cdot g \cdot (\sigma - \varrho)}{\eta} \quad \text{(Stokessche Formel).}$$

Daraus berechnet sich r, wenn v gemessen ist ($g = 9{,}81$, σ = Dichte der Kugel, ϱ = Dichte des Mediums).

Die Literatur über die Formel ist sehr umfangreich. Man sieht daraus, daß sie ziemlich empfindlich und für technische Anwendungen nicht

[1]) Die Arbeit ist als Bericht für die Mitglieder der Gesellschaft für Kohlentechnik gedruckt und erscheint auch im Auszug in einem Sonderteil „Berichte aus dem kraftfahrtechnischen Laboratorium der Gesellschaft für Kohlentechnik" der Auto-Technik **13** (1924), Heft 1.

[2]) J. Zeleny und Mc Keehan, Phys. Zeitschr. **9** (1910), 89.



ohne weiteres brauchbar ist. Es ist daher wichtig, die Voraussetzungen für ihre Gültigkeit zu kennen, die freilich häufig wenig beobachtet werden. Wir erwähnen davon nur, daß außer einer konstanten Kraft, meist die Schwerkraft, keine anderen Kräfte auf das fallende Teilchen einwirken dürfen. Diese Bedingung ist schwer einzuhalten, besonders wenn die Messung eine längere Beobachtungszeit verlangt und dann andere Einflüsse wirksam werden, wie Temperaturänderungen, allmähliche Verdunstung des Tropfens, Zusammenfließen mehrerer Tropfen, Konvektionsströme im Medium u. a. Über die Verdunstung der Tropfen hat Klaften[3]) analytisches und experimentelles Material geliefert, aus dem ersichtlich ist, daß bei nicht all zu starkem Gefälle des Teildruckgradienten zwischen Kugel und Medium die Verdunstung doch eine genügend lange Zeit hindurch ohne merklichen Einfluß ist. Aber jedenfalls ist hier eine Methode, die schnell arbeitet, stets im Vorteil.

Weiter darf nach Allen[4]) der Tropfenradius eine gewisse kritische Größe r_k[5]) nicht überschreiten; bei größeren Tropfen steht der Widerstand in parabolischer Abhängigkeit von der Geschwindigkeit. Bei der technischen Zerstäubung von Brennstoffen durch Düsen entstehen nun Tropfnn aller möglichen Größen, sowohl unterhalb als oberhalb des „kritischen Radius“, so daß auch aus diesem Grund die Anwendung der Stokesschen Formel unsicher ist. Die Physiker, die sie so häufig gebrauchen, konnten durch sinnreiche Methoden einzelne Tropfen isolieren und mit ihnen experimentieren. Im technischen Betrieb und vor allem bei bewegten Strahlen ist dies nicht möglich. Versuche in dieser Richtung sind allerdings gemacht worden. Bekannt ist z. B. eine Variation der Stokesschen Methode[6]), bei welcher das langsame Herabsinken der scharfen, oberen Grenze eines aus Tröpfchen bestehenden Nebels beobachtet wird, um aus der Sinkgeschwindigkeit den Tropfenradius zu berechnen. Wir haben versucht, einen derartigen sinkenden Nebel dadurch zu erzeugen, daß wir den Brennstoff aus der Düse senkrecht nach aufwärts spritzen ließen und dann rasch abstellten. Der Vorgang verlief aber so turbulent, daß es nicht gelang, eine einigermaßen deutliche obere Grenze zu erhalten. Eine Abänderung der Stokesschen Methode nach Sven Oden haben Haber und Wolff[7]) bei Versuchen über Nebelexplosionen zur Bestimmung der Teilchengröße angewandt. Danach wird der Nebel bei verschiedenen Geschwindigkeiten durch eine Spirale geführt und aus dem Verhältnis der ausgeschleuderten Flüssigkeitsmenge zu der in Nebelform bleibenden auf Grund der Stokesschen Formel auf eine mittlere Teilchengröße geschlossen, die den verschiedenen Größengruppen zukommt. Die Methode läßt die vorerwähnten Voraussetzungen, unter denen die Formel angewandt werden darf, in einer Weise außer acht, die uns nicht mehr zulässig erscheint.

Auch die Anwendung optischer oder elektrischer Methoden, an die wir auf der Suche nach einem technisch brauchbaren Verfahren dachten, stößt auf große Schwierigkeiten. Bei der Verwertung des bekannten Tyndall-Phänomens, worunter man die Trübung heller Lichtstrahlen in Nebelwolken (Sonnenstrahl im Tabaksrauch) versteht, stößt man auf die Schwierigkeit, daß die Tropfengröße im Strahl bei technischen Zerstäubungen sehr verschieden ist und die Trübung, deren Stärke photometrisch zu bestimmen wäre, nicht allein von der Teilchengröße, sondern auch vom Berechnungsverhältnis zwischen Flüssigkeit und Medium abhängt. L. Heuser[8]) hat auf diese photometrischen und andere optischen Methoden aufmerksam gemacht, ohne jedoch zu wirklichen Messungsergebnissen zu kommen; er hat sich bei seinen Versuchen mit einer Schätzung der Tropfengröße nach dem Augenmaß begnügt. Das Tyndall-Phänomen selbst haben wir bei unseren Zerstäubungen erhalten. Elektrische Methoden, etwa die Überführung einer bestimmten Elektrizitätsmenge durch den Staubstrahl, haben die Schwierigkeit, daß die Teilchen als „Kerne“ und dadurch auf die Teilchengröße konservierend wirken, wodurch eine zu feine Zerstäubung vorgetäuscht wird.

Unsere Methode, die sehr einfach und auf dem Versuchsstand leicht anwendbar ist, besteht in folgendem:

Wir führen durch einen Nebelstrahl zerstäubter Flüssigkeit, der durch eine Düse erzeugt wird, etwa 3 cm vor der Düse ein Objektgläschen eines Mikroskops sehr rasch hindurch. Das Gläschen wird hierzu auf einem Schwinghebel befestigt, der mittels einer Feder von jeweils gleicher Vorspannung bewegt wird, und ist mit einem einige Zehntelmillimeter dicken Tropfen einer geeigneten, nicht zu dünnflüssigen Auffangflüssigkeit versehen. Bei der Zerstäubung von Wasser nehmen wir reinstes Knochenöl, bei Öl dagegen Glyzerin. Die Tropfen fahren in die Auffangflüssigkeit hinein, werden dort festgebremst, bevor sie den Grund erreichen, und können, in der Flüssigkeitsschicht schwebend, unterm Mikroskop beobachtet werden.

---

[3]) C. Klaften, Der Motorwagen **24** (1921), 24.

[4]) H. St. Allen, Phil. Mag. **50** (1900), 323, 519.

[5]) Für Wasser in Luft von 17° C und 750 mm Hg ist $r_k = 0{,}0023$ cm.

[6]) Wa. Ostwald, Auto-Technik 1919, Heft 3.

[7]) F. Haber und H. Th. Wolff, Zeitschr. f. angew. Chemie **36** (1923), 373.

[8]) L. Heuser, Auto-Technik **11** (1922), Heft 12 u. f. (Die von Heuser geschätzten Tropfengrößen liegen zwischen $^2/_{10}$ mm als gröbsten und $^1/_{100}$ bis $^1/_{200}$ mm als feinsten Tröpfchen.)

Abb. 1 zeigt das Bild der aufgefangenen Tröpfchen unterm Mikroskop. Die Kugeln haben scharfe Ränder und erscheinen bei Wasser in Öl je nach der Ölsorte bläulich bis dunkelgrau gefärbt, was zu der Ansicht führen könnte, daß man Luftbläschen mit einer Wasserhaut vor sich hat. Es handelt sich dabei aber nicht um die bekannten Newtonschen Farben dünner Plättchen.[9] Man hat es tatsächlich mit massiven Tropfen zu tun, was wir noch dadurch feststellten, daß die Färbung der Kugeln sowohl bei der Zerstäubung mittels Druckluft als auch durch den Flüssigkeitsdruck allein dieselbe war. Es kommen alle möglichen Größen von Kugeln vor, die wir mittels eines durch ein Objektmikrometer geeichten Okularstufenmikrometers zu $2 \cdot 10^{-5}$ bis $1 \cdot 10^{-2}$ cm messen konnten. Da die Ränder der Kugeln scharf sind, ist die Messung genau; die Kugelgestalt, die

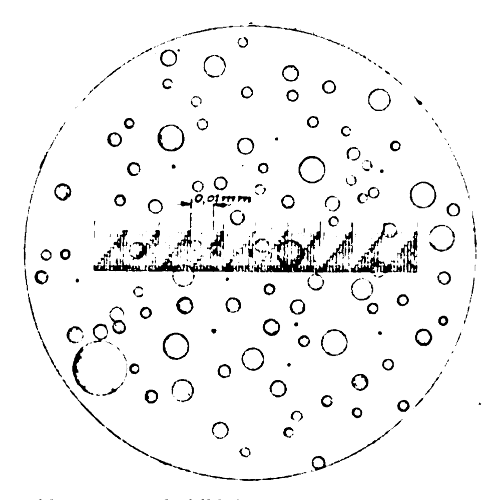


Abb. 1. Tropfenbild in der Auffangflüssigkeit.

zu erwarten ist, läßt sich durch Messung der Tropfengröße senkrecht zur Bildebene durch Verschieben des Tubus ziemlich genau feststellen. Die Kugeln bleiben lange Zeit in der Auffangflüssigkeit schweben, sinken bei Wasser in Öl ganz langsam zum Grund und zerfließen dort in unregelmäßige Pfützen. Um einen Überblick über die Verteilung der Tropfen zu gewinnen, benutzen wir 200fache Vergrößerung; gemessen wird bei 700facher Vergrößerung. Das Messen und Auszählen der Tropfen erfordert einige Übung. Zunächst stellten wir diejenige Größe fest, die am häufigsten vorkommt. Dann wurden die übrigen Kugeln in Größenabständen von $1 \cdot 10^{-4}$ cm, die etwa der Teilung des Stufenmikrometers entsprechen, gemessen und gezählt. Ausgefallen große Tropfen, die bei richtiger Durchführung des Versuchs nur ganz vereinzelt vorkamen, dürften durch Nebeneinflüsse, wie gleichzeitiges Aufprallen und Zusammenfließen mehrerer Tropfen, entstanden sein und blieben unberücksichtigt. Ein Zusammenfließen von Tropfen innerhalb der Auffangflüssigkeit war äußerst selten zu beobachten; die Kugeln zeigten im Gegenteil eine große Beständigkeit. Bei der Zerstäubung von Wasser erhielten wir unter sonst gleichen Verhältnissen eine feinere Zerstäubung als bei Ölen, z. B. Anthracenöl, was bei der verschiedenen Zähigkeit dieser Stoffe zu erwarten war.

Die Ungleichmäßigkeit der Verteilung der Tropfen auf alle möglichen Durchmesser ist größer, als man gewöhnlich glaubt. Das Beispiel von Abb. 1 zeigt dies deutlich; die Zerstäubung ist hier hinsichtlich der Feinheit gut, da $3 \cdot 10^{-4}$ cm die häufigste

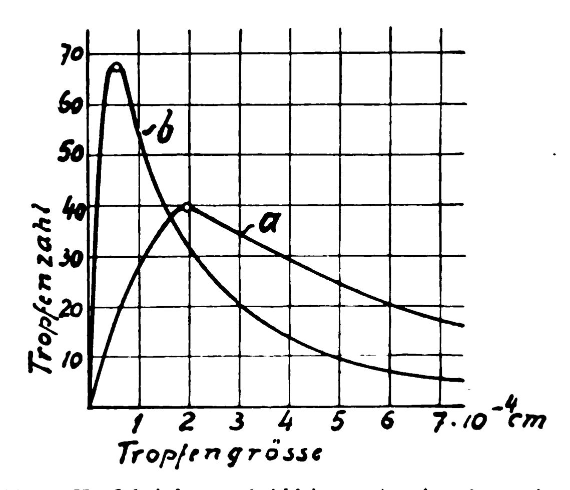


Abb. 2. Häufigkeitskurven bei kleinem (*a*) und größerem (*b*) Zerstäuberluftdruck.

Tropfengröße ist, hinsichtlich der Gleichmäßigkeit aber mangelhaft. Kleinere Tropfen als $3 \cdot 10^{-4}$ cm kommen ebenfalls noch vor, aber in wesentlich kleinerer Zahl; die Häufigkeit, in der alle möglichen Durchmesser vertreten sind, geht also über einen Höchstwert hinweg.

Um eine Übersicht zu gewinnen, stellt man zweckmäßig die Ergebnisse in sog. „Häufigkeitskurven" dar, wobei als Abszissen die von Gruppe zu Gruppe gemessenen Durchmesser der Tröpfchen, als Ordinaten die Anzahl, die von jeder Größe in einem begrenzten Gebiet, z. B. dem Gesichtsfeld des Mikroskops, enthalten ist, aufgetragen werden. Die Unterschiede dieser Kurven sind ganz deutlich; z. B. zeigen die beiden Kurven in Abb. 2 die Zerstäubung bei starkem und schwachem Zerstäuberluftdruck.[10] Die Zerstäubung ist um

[9] Bei der Deutung der optischen Erscheinungen haben uns die Herren Geh. Rat Prof. Dr. Schmidt und Privatdozent Dr. Rohmann, Münster, liebenswürdigerweise beraten.

[10] Wir benutzten bei unseren Versuchen mäßig gespannte Druckluft zur Zerstäubung; das Meßverfahren ist natürlich bei reiner Druckzerstäubung ebenso gut brauchbar.

so feiner, je näher der Höchstwert dem Nullpunkt liegt; sie ist um so gleichmäßiger, je steiler der Verlauf der Kurve ist. Eine völlig gleichmäßige Zerstäubung würde eine Senkrechte als Häufigkeitskurve liefern.

Die Abbildungen 3 u. 4 zeigen die Unterschiede in der Zerstäubung bei zwei verschiedenen Düsen von 2 und 2,5 mm Öffnung bei sonst gleichen Verhältnissen, und zwar die Kurven *a* bei weniger, die Kurven *b* bei mehr Flüssigkeit. Der Höchstwert rückt bei einer größeren zu zerstäubenden Flüssigkeitsmenge nach rechts, d. h. die Zerstäubung wird schlechter, was zu erwarten ist.

Zum unmittelbaren Vergleich der Kurven empfiehlt es sich, sie auf die gleiche gemeinschaftliche Größtordinate von etwa 100 Tröpfchen zu beziehen. Man erhält dann in der Fläche zwischen der Kurve, der Abszissenachse und der dem größten Tropfendurchmesser entsprechenden Ordinate eine Maßzahl für die Gleichförmigkeit der Zerstäubung; je kleiner die Fläche ist, desto gleichförmiger ist die Zerstäubung, während die Feinheit der Zerstäubung, wie bereits erwähnt, durch den Abszissenabstand des Höchstwertes vom Nullpunkt gemessen wird. Beide Größen zusammen kennzeichnen die Güte der Zerstäubung. Der Platzersparnis wegen und da der Zusammenhang wohl leicht zu übersehen ist, haben wir auf die Wiedergabe der bezogenen Häufigkeitskurven, die zu den Kurven in Abb. 3 und 4 gehören, verzichtet.

Wir glauben, daß das angegebene Verfahren ein hinreichend genaues Abbild der wirklichen Verteilung der Tröpfchen im Strahl liefert, und darin liegt neben seiner Einfachheit die Überlegenheit des Verfahrens gegenüber allen „Mittelwertsbestimmungen“. Es arbeitet sehr schnell, da häufig schon ein Blick ins Mikroskop genügt, um festzustellen, ob die Zerstäubung bei geänderten Bedingungen besser oder schlechter geworden ist. Man kann bezweifeln, ob dabei wirklich auch die kleinsten Tröpfchen eingefangen werden, und ob die Tröpfchen beim Auftreffen auf die Auffangflüssigkeit ihre Größe durch Absplitterung nicht ändern, was eine feinere Zerstäubung vortäuschen würde. Bleibt man bei der Bildabnahme nahe genug an der Düse, nach unseren Erfahrungen nicht über 3 cm, so glauben wir nicht, daß eine nennenswerte Tröpfchenauswahl stattfindet. Gegen die Annahme einer wesentlichen Zersplitterung spricht, daß wir immer nur verhältnismäßig wenig der allerfeinsten Tröpfchen fanden, während sie bei Absplitterung in größerer Zahl zu erwarten gewesen wären.

(Eingegangen am 16. Februar 1924.)

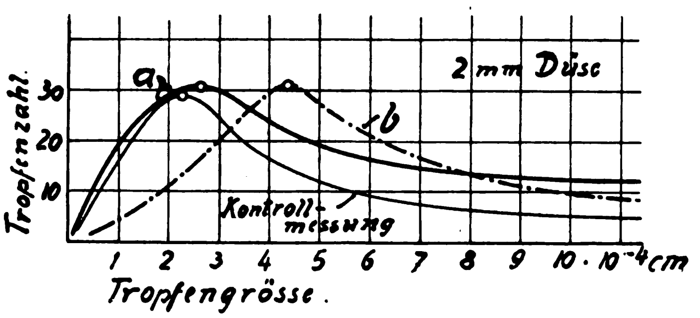


Abb. 3. Häufigkeitskurven bei 2 mm Düsendurchmesser und kleiner (*a*) und großer (*b*) Flüssigkeitsmenge.

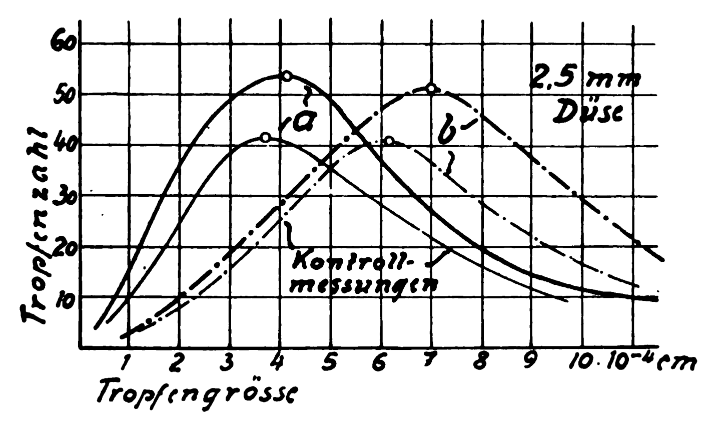


Abb. 4. Häufigkeitskurven bei 2,5 mm Düsendurchmesser und kleiner (*a*) und großer (*b*) Flüssigkeitsmenge.

Besprechungen.

Kohlrausch, F., **Lehrbuch der praktischen Physik.** 14., starkverm. A. Neu bearbeitet von E. Brodhuhn, H. Geiger, E. Giebe, E. Grüneisen, L. Holborn, K. Scheel, O. Schönrock, E. Warburg. XXVIII, 802 S., 395 Abb. i. T. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1923.

Folgende Gegenstände sind erweitert behandelt (e) bzw. neu aufgenommen (n):

Technik hoher Drucke (n) — Wägung (e) — Gas- und Dampfdichtebestimmung (n), (e) — Längenmessung (e) — Thermometrie durch Gas und Dampfdruckthermometer bzw. Gesamtstrahlungspyrometer (e) — Gefrier- und Siedepunktsänderung (e) — $p\,v$-Messungen der Gase (n) — Thomson-Joule-Effekt (n) — Spektrometer (e) — Elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene (n) — Zeemaneffekt (n) — Starkeffekt (n) — Dielektrizitätskonstante, Leitfähigkeit, Durchschlagsfestigkeit der Dielektrika (n) — Tabelle über die Empfindlichkeit des Auges (n).

Von vorstehehenden abgesehen wurden die Kapitel über optische, elektrische und magnetische Messungen gründlich umgearbeitet, das Tabellenmaterial ergänzt. Die kurzen

Kapitel über elektrische Maschinen und Transformatoren sind weggeblieben. W. Hort.

Bethmann, **Die Hebezeuge.** Die Bezeichnung und Konstruktion der Einzelteile, Flaschenzüge, Winden und Krane. 7. A. XVI, 618 S., 1168 Abb. i. T., 10 Taf., 104 Tabellen.

Ein sehr reichhaltiges Werk, welches in 7 Auflagen (seit 1903) seine Brauchbarkeit für Unterricht und Praxis bewiesen hat. Einen erheblichen Anteil an seiner Beliebtheit dürften die zahlreichen durchgerechneten Konstruktionsbeispiele bilden, die nach meiner Erfahrung für Konstruktionslehrbücher das beste Mittel sind, der übergroßen Zahl der Benutzer, die nur schwer in das Wesen der mathematischen Formelsprache einzudringen vermögen, den Weg zur praktischen Anwendung der Lehren der Mechanik in der Technik zu eröffnen. W. Hort.

Henseling, R., **Astronomie für alle.** I. Abt. Sternhimmel und Menschheit. 80 S., IX Tfl., zahlr. Abb. i. T. Francksche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart 1923.

Der Verfasser hat die Absicht und, wie das vorliegende erste Heft beweist, das Zeug dazu, eine „populäre Astronomie" zu schreiben. Die I. Abteilung enthält eine recht vielseitige philosophisch-geschichtliche Einleitung in die Himmelswissenschaft und eine Anleitung zur praktischen Himmelsbeobachtung. Merkwürdigerweise ist im Einführungsprospekt des Lieferungswerkes die Meinung ausgesprochen, daß es ohne intensive geistige Arbeit dem Leser gelingen werde, an Hand des Werkes verhältnismäßig tiefe Einblicke in das Wesen der Weltkörper zu gewinnen. Diese Verkennung des Wesens des geistigen Erwerbs ist wohl kaum auf das Konto des Verfassers zu schreiben. W. Hort.

Schumann, **Lehrbuch der Physik für die oberen Klassen der Oberrealschule.** Neubearb. v. W. Donle. I. 104 S., 39 Abb. i. T. II. 131 S., 76 Abb. i. T. III. 108 S., 67 Abb. i. T. R. Oldenbourg, München u. Berlin 1923.

Ein gutes, klar geschriebenes Buch, das auch als Grundlage für die Zwecke des Hochschulstudiums dienen kann, zum mindesten als Repetitionsleitfaden neben einem Kollegheft. W. Hort.

Günther, H., (W. de Haas), **Technische Träume.** 83 S., 29 Abb. i. T. Rascher & Cie., Zürich 1922.

Eine anregende Zusammenstellung der heute bekannten Verfahren zur Ausnutzung der in der Welt verfügbaren Energiemengen. Ausgehend von den bekannten thermodynamischen und hydrodynamischen Maschinen werden die Projekte und Versuche zur Ausnutzung der Sonnen- und Meereswellenenergie, auch die Kohleelemente u. a. besprochen. W. Hort.

Borel, E., **Methodes et Problèmes de Theorie des Fonctions.** IX, 148 S. Gauthier-Villars et Cie., Paris 1922.

Dies Werk bildet den Schlußband der vom Verfasser herausgegebenen Collection de Monographies sur la theorie des Fonctions, welche im ganzen etwa 22 Bände umfaßt, und enthält demgemäß eine Reihe neuerer Entwicklungszüge der Funktionentheorie, deren Auffindung man u. a. dem Verfasser selbst verdankt. Hauptsächlich kommen mengentheoretische Untersuchungen über reelle Funktionen zur Behandlung. W. Hort.

Oberth, H., **Die Rakete zu den Planetenräumen.** 8°, 92 S., 2 Tf., 58 Abb. i. T. R. Oldenbourg, München und Berlin 1923.

Der Verfasser erörtert die Möglichkeit, mit Fahrzeugen, die sich durch den Rückstoß von Verbrennungsgasen nach Art von Raketen fortbewegen, in den Planetenraum vorzudringen. Die Kühnheit der entwickelten Gedanken ist jedenfalls zu bewundern, mag man über die technische Ausführbarkeit auch skeptischer denken, als der Verfasser. Der erste Teil der Abhandlung bietet eine Berechnung der physikalischen Bedingungen, die das Problem stellt. Es folgt die Beschreibung eines kleineren Modells, das Vorversuchen zur Klärung verschiedener Fragen zu dienen hätte. Man vermißt etwas das Eingehen auf einige wichtige Fragen konstruktiver Natur, aber der Verfasser will ja auch vorläufig nur einen großen Überblick über die Lösung des Problems und ihre Folgen für Wissenschaft und Wirtschaft geben. Fritz K. Schröter.

Meyer, Georg J., **Der Glimmschutz,** Erfahrungen und Versuche mit einem neuen Überspannungsschutz. 8°, 61 S. B. G. Teubner, Leipzig 1923.

Die kurz und klar gefaßte Schrift behandelt einen von der Firma Dr. Paul Meyer A.-G. ausgebildeten Überspannungsschutz, der nach den angeführten Gutachten besonders bei Netzen von 5000 ÷ 50000 Volt gute Erfolge gehabt hat. Prinzipiell ist der Schutz nichts anderes als ein einpolig geerdeter Kondensator mit den zwei Dielektriken Luft und Glas. Bei eintretender Überspannung wird die Luft ionisiert und somit leitend, die Kapazität wächst plötzlich auf ein Vielfaches und flacht dadurch die Front der Überspannungswelle ab.

Messungen an einem 15000-Voltnetz ergaben noch kein abgeschlossenes Bild über den Vergleich einer kranken Leitung mit und ohne Schutz. Vielleicht lassen sich noch einmal Versuche ermöglichen, die hierüber und vor allem auch über die Energievernichtung größerer Wanderwellen durch den Schutz ein klares Bild geben.

Die Ausstattung des Heftes ist vorzüglich, eine große Zahl von Abbildungen führt noch näher in die Materie ein. Fritz K. Schröter.

Strasser, H., **Einsteins spezielle Relativitätstheorie, eine Komödie der Irrungen.** 8°, 59 S. Ernst Bircher A.-G., Bern und Leipzig 1923.

Nach Ansicht des Referenten hat der Verfasser die Einsteinschen Überlegungen völlig mißverstanden. F. Henning.

Kirchberger, P., **Atom- und Quantentheorie.** I. Atomtheorie, 49 S. II. Quantentheorie, 52 S. Bd. 44 und 45 der mathematisch-physikalischen Bibliothek, herausgegeben von W. Lietzmann und A. Witting. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1922 und 1923.

Diese beiden Bändchen geben einen ausgezeichneten Überblick über die Entwicklung der Atom- und Quantentheorie. Im ersten Bändchen werden im wesentlichen das periodische System, die kinetische Gastheorie, die Elektronen- und Ionentheorie sowie die radioaktiven Erscheinungen behandelt. Im zweiten Bändchen nimmt die Strahlungstheorie die größere Hälfte ein; es folgen dann die Anwendung der Quantentheorie auf die Probleme des Atombaus: das Bohrsche Atombild, die optischen Spektra und die Röntgenspektra.

Wer mit diesen Problemen noch wenig vertraut ist, findet in diesen Bändchen eine vorzügliche Einführung, die sich durch elegante und leichtfaßliche Darstellung auszeichnet. H. Geiger.

Bohr, N., **Über die Quantentheorie der Linienspektren.** Übers. von P. Hertz. 168 S. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1923.

Das Büchlein enthält im wesentlichen drei Aufsätze Bohrs aus dem Jahre 1918. Der erste Aufsatz handelt „Über die allgemeine Theorie", der zweite „Über das Wasserstoffspektrum", der dritte „Über die Spektren der Elemente höherer Atomnummer". Die Bohrschen Theorien erfreuen sich seit Jahren in Deutschland größter Beachtung, und es ist sehr zu begrüßen, daß die Originalarbeiten durch diese Übersetzung einem größeren Kreis zugänglich gemacht werden. Daß die Wissenschaft an einzelnen Punkten bereits über den Stand, der hier gekennzeichnet ist, fortgeschritten ist, bemerkt Bohr selbst in dem Vorwort. Die Bedeutung der Aufsätze wird dadurch nicht herabgesetzt. Ernst Lau.



Ebert, H., **Lehrbuch der Physik.** Nach Vorlesungen an der Technischen Hochschule zu München. 2. Bd., 2. T. „Die strahlende Energie". U. Mitw. von E. v. Angerer, W. Kossel, R. Emden, A. Sommerfeld. Hrsg. von C. Heinke. 408 S. Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1923.

Das vorliegende kurzgefaßte Lehrbuch hat seine Bedeutung besonders durch die große Zahl anerkannter Fachgelehrter, die an ihm mitgewirkt haben. H. Ebert selbst ist, bevor er seine Arbeit der Herausgabe vollendete, gestorben. Das 1. Kapitel: Die Wellenstrahlungen stammt von dem Herausgeber; das 2. Kapitel: Behinderung der freien Wellenausbreitung und ihre Folgeerscheinungen (Reflexion, Brechung, Interferenz, Beugung, Polarisation) von E. v. Angerer; das 3. Kapitel: Die Korpuskularstrahlen, Röntgenstrahlen, Radioaktivität von W. Kossel; das 4. Kapitel behandelt die Strahlungsgesetze, Quantenlehre, Relativitätstheorie und ist von R. Emden und A. Sommerfeld geschrieben worden. Alle Mitarbeiter haben sich streng an das Wesentlichste gehalten. Das Buch gibt eine gute Einführung in die behandelten Gebiete. Ernst Lau.

Bohr, N., **Drei Aufsätze über Spektren und Atombau.** Sammlung Vieweg. Nr. 56. 148 S. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1923.

„Die drei Aufsätze, die hier gesammelt herausgegeben werden, und die über die Anwendung der Quantentheorie auf die Fragen des Atombaues berichten, sind inhaltlich nahe verwandt, doch kommen in ihnen verschiedene Stufen der neueren Entwicklung der Theorie des Atombaus zum Ausdruck." Die Aufsätze sind charakterisiert durch die Stadien: Theorie des Wasserstoffspektrums; weitere Entwicklung der Theorie auch für andere Serien und das Korrespondenzprinzip und schließlich „Der Bau der Atome und die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Elemente". Ernst Lau.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Technisch-Wissenschaftliche Lehrmittelzentrale (TWL).

Das soeben neu erschienene Lehrmittelverzeichnis kann von der Technisch-Wissenschaftlichen Lehrmittelzentrale, Berlin NW. 87, Sickingenstraße 24, kostenlos bezogen werden. Das Heft enthält außer einem Gruppenverzeichnis der vorhandenen TWL-Diapositive (Glaslichtbilder) eine Aufzählung der bisher erschienenen, mit TWL-Diapositiven ausgestatteten Vorträge, die teils in Zeitschriften oder Büchern abgedruckt sind, teils in handschriftlicher Form vorliegen. Diese Angaben werden die Benutzung der TWL-Bilder sehr erleichtern; die Auswahl von Bildern ist aber auch dadurch äußerst bequem gemacht, daß die TWL zur Auswahl von Diapositiven Pausen aller Bilder aus bestimmten Fachgebieten leihweise versendet. Wissenschaftliche Vereine und Lehranstalten können bekanntlich TWL-Diapositive kostenlos — nur gegen Ersatz des Portos — entleihen. Es wird empfohlen, von dieser außerordentlich günstigen Möglichkeit, Vorträge mit mustergültigen Lichtbildern auszustatten, in reichem Maße Gebrauch zu machen.

Die Industrie beteiligt sich in immer regerer Weise an den Arbeiten der TWL. Eine Reihe von Firmen führen ihre Vortragsdiapositive nach den „Leitsätzen für TWL-Lichtbilder" (TWL-Blatt 1143, kostenlos von der TWL zu erhalten) aus und übergeben sie der TWL zur weiteren Verbreitung. Da der Name der Firma auf jedem Lichtbild erscheint, so wird durch dieses Verfahren nicht nur eine wertvolle Unterstützung des Vortragswesens, sondern auch eine Bekanntgabe der Leistungen der Firma in wirksamster Form erreicht. Ein Zusammenarbeiten mit industriellen Verbänden ist eingeleitet. Auf Grund der Erfahrungen bei der Hochdruckdampftagung hat der Verein deutscher Ingenieure in Aussicht genommen, für die Eisenbahntechnische Tagung im Oktober 1924 möglichst alle Lichtbilder nach den TWL-Leitsätzen herzustellen.

Bis jetzt sind bei der TWL etwa 350 Glasbilder erschienen, die sich auf das engere Gebiet der technischen Physik und ihrer Nachbarwissenschaften beziehen. Im Einzelnen sind folgende Gruppen (Bilderanzahlen eingeklammert) vertreten: Mechanik (51), Schall, Schwingungen (26), Licht (23), Wärme (15), Temperatur (10), Wärmemechanik (35), Elektrizität (22), Röntgenstrahlen (8), Molekularphysik (25), Materialprüfung (58), Chemie (32), Mathematik (33).

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin-Wilmersdorf, Südwestkorso 58 part. r., Telephon-Nr. Rheingau 2784.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Aigner, Wien:
Herr Dr. Otto Brezina, Wien I, Börsenplatz 3.
Fräulein Dr. Alice Maller, Wien VI, Gumpendorferstraße 88b.
Herr Dr. Cäsar Russe, Wien X, Herzgasse 18.
Herr Ing. Ernst Soldan, Wien VI, Gumpendorferstr. 1.

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Zehlendorf:
Herr cand. ing. Walter Grünfeld, Berlin NO. 55, Elbingerstraße 58 II r.

Seitens des Herrn Dr. Hans v. Helms, Göttingen:
Herr Dr. Richard Wilde, Göttingen, Schillerstraße 42 (Erda A.-G. Institut für angewandte Geophysik).

Seitens des Herrn Dr. E. Hochheim, Heidelberg:
Herr Dr. B. Scheifele, Heidelberg, Kronprinzstr. 16.

Seitens des Herrn Dr. W. Schallreuter, Berlin:
Herr Dr. phil. Max Wendt, Berlin-Lichterfelde, Ringstraße 52a, Physiker bei der Studienges. für elektr. Beleuchtung).

Seitens des Herrn Dr. Fr. Schrader, Ludwigshafen a. Rh.:
Herr Dr. Anton Weihsweiler, Physiker bei der Bad. Anilin- u. Sodafabrik, Ludwigshafen a. Rh., Prinzregentenstraße 46.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.



Adressenveränderungen.

Herr Dr. Erich Braun, Dortmund, Aachenerstraße 22, jetzt Berlin-Lichterfelde-West, Arndtstraße 4.
Herr Prof. Dr. Hans Busch, Jena, Urbanstraße 2, jetzt Jena, Sophienstraße 1.
Herr Dr. Adolf Eggert, Ludwigshafen a. Rh, Rupprechtstraße 11, jetzt Ludwigshafen a. Rh., Prinzregentenstraße 46.
Herr Dr. Fritz Fischer, Göttingen, jetzt Berlin SW. 11, Hallesches Ufer 26 IV.
Herr Dr.-Ing. Wilhelm Fischer, Berlin-Tempelhof, Moltkestraße 12, jetzt Kochel a. See, Oberbayern, Postfach 69.
Herr Dipl.-Ing. Eduard Karplus, Tempelhof, Albrechtstraße 53, jetzt Berlin-Tempelhof, Berlinerstr. 127 I.
Herr Dipl.-Ing. Kurt Landsmann, Mannheim, Tullastraße 19, jetzt Mannheim, Rheinparkstraße 3.
Herr Dr. Michelson, Göttingen, jetzt Burgdorff (Hann.), Bahnhofstraße 3a.
Herr Dr. phil. Curt Ridder, Stuttgart, Kasernenstraße 76, jetzt Frankfurt a. M., Franz Rückertstraße 4 I.
Herr stud. phys. Rohde, Würzburg, Phys. Institut, jetzt Dr. Rohde, Häusern bei St. Blasien (Schwarzwald) Studiengesellschaft „Audion".
Herr Dr. Adolf Scheibe, Jena, Haseweg 9, jetzt Jena, Phys. Institut, Helmholtzweg.
Herr Dipl.-Ing. Ludwig Schimmer, Rohrbach bei Heidelberg, Schützenstr. 14b, jetzt Ludwigshafen a. Rh., Hohenzollernstraße 72.
Herr Direktor Dipl.-Ing. Friedrich Schraeder, Mannheim, Hafenstraße 6, jetzt Mannheim, Leopoldstraße 6.
Herr Physiker Johannes Seiler, Haselhorst bei Spandau, Gartenfelderstraße 11, jetzt Charlottenburg, Hebbelstraße 8 I.
Herr Dr. Bruno Tesch, Berlin-Charlottenburg 4, Niebuhrstraße 63, jetzt Hamburg 24, Lübeckerstraße 35.
Herr Ober-Ing. Arthur Uhde, Dillingen a. d. Saar, Altes Schloß, jetzt Reinickendorf bei Berlin, Schiller-Promenade 51 I.
Herr Dr. Gustav Wietzel, Ludwigshafen a. Rh., Paul Ehrlichstraße 4, jetzt Ludwigshafen a. Rh., Hohenzollernstraße 68 I.

Verstorben.

Herr Direktor Fr. Hahn, Berlin-Friedenau, Rheinstr. 45/46.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Jena.

Sitzung am 31. Januar 1924.

Vortrag des Herrn Dr. E. Schott: Über Quecksilberdampf-Gleichrichter. gez. F. Fertsch.

Ortsgruppe Kiel.

Die Ortsgruppe Kiel hielt im Laufe des Geschäftsjahres 1923/24 folgende Sitzungen ab:

26. 10. 23. Dr. Stenzel: Theorie und Praxis der Beobachtungsfehler.
16. 11. 23. Prof. Herner: Über Hauptprobleme des theoretischen Schiffsbaues.
19. 12. 23. Prof. Neuendorff: Über Nomographie (neuere Verfahren zum Entwerfen graphischer Tabellen).
18. 1. 24. Prof. Martienssen: Moderne Hilfsmittel beim Kohlenschachtbau und ihre Bedeutung bei der gegenwärtigen Lage des Kohlenbergbaues.
21. 3. 24. Obering. Simon: Über das Behm-Echolot und über Kurzzeitmessungen.

Die Sitzungen am 16. 11., 18. 1. und 21. 3. wurden gemeinsam mit dem Verein deutscher Ingenieure und dem Elektrotechnischen Verein veranstaltet.

Die nächste Sitzung findet voraussichtlich am 7. April 1924 statt, mit einem Vortrag des Herrn Dr. Techel: „Über Theorie der Schlingerbewegungen".

Herr Dr. Lichte legt das Amt des ersten Schriftführers am 1. April 1924 nieder, da er Kiel verläßt. An seiner Stelle wird Herr Ingenieur Wilckens das Amt zunächst interimistisch für das laufende Geschäftsjahr übernehmen. gez. Martienssen.

Ortsgruppe Leipzig.

Bericht über die ordentliche Hauptversammlung am 22. Januar 1924, abends 8 Uhr, im Hörsaal für theoretische Physik, Leipzig, Linnéstraße 5.

1. Geschäfts- und Kassenbericht.

Im vergangenen Jahre hatte die Ortsgruppe den Tod ihres ersten Vorsitzenden und Gründers, Herrn Prof. Dr. H. Scholl, zu beklagen.

Es wurden fünf Vorträge gehalten; die Mitgliederzahl beträgt 77.

Die Beiträge für die Ortsgruppe werden auf 2,— M. für persönliche Mitglieder und 5,— M. für korporative Mitglieder für 1924 festgelegt.

2. Neuwahl des Vorstandes.

1. Vorsitzender: Herr Dipl.-Ing. F. Thilo,
2. Vorsitzender: Herr Oberstudienrat Prof. Dr. Wiegner,
1. Schriftführer: Herr Dr. Karolus,
2. Schriftführer: Herr Dr. Prinz Reuss,
Schatzmeister: Herr Dr. Kohl,
Beirat: Herr Geh. Rat Prof. Dr. Wiener,
Herr Prof. Dr. Jaffé,
Herr Dr. Dietz,
Herr Ingenieur P. Högner.

3. Vortrag des Herrn Dr. Dietz: Der Kleintransformator und seine Anwendung.

gez. Dipl.-Ing. Thilo. Dr. A. Karolus.

Ortsgruppe Wien.

5. November 1923. Vortrag des Herrn H. Bauer: Über Diffusion mit Niederschlagsbildung.
Jahresversammlung, 3. Dezember 1923. Der Vorstand wurde unverändert wiedergewählt. Vortrag des Herrn M. Reithoffer: Der Erdstrom in Hochspannungsleitungen und seine Bekämpfung.
21. Januar 1924. Vortrag des Herrn R. Ettenreich: Rückkopplungsfreier Elektronenröhrensender.
3. März 1924. Vortrag des Herrn J. Salpeter: Moderne Probleme der Glühlampentechnik.

Als Beiratsmitglied des Hauptvereins wurde Prof. Dr. H. Thirring gewählt. gez. Prof. Dr. Aigner.

Elektrotechnischer Verein Berlin (E. V.).

Sitzungsbericht.

Ordentliche Sitzung am Dienstag, den 25. März 1924.

Herr Oberingenieur Lüschen sprach über: „Die Technik der Telegraphie und Telephonie im Weltverkehr" (mit Lichtbildern und Vorführungen). Kurze Inhaltsangabe: Allgemeine Gesichtspunkte. — Die Telegraphenalphabete. — Vergleich der verschiedenen Typendrucksysteme. — Der neue Typendrucker von Siemens & Halske. — Fortschritte der Kabeltelegraphie. — Drahtlose Telegraphie im Weltverkehr. — Drahtlose Telephonie im allgemeinen Verkehrsnetz und im Rundfunk. — Lautsprecher. — Telephonie im Weitverkehr.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1924 Fünfter Jahrgang Nr. 5

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Graphische Integrationsmethoden.

Vortrag, gehalten vor der Deutschen Gesellschaft für technische Physik am 15. Juni 1923.

Von C. Runge.

Inhalt: Lineare und quadratische Interpolation. Berechnung der Werte ganzer Funktionen. Graphische Integration und Differentiation von Kurven. Graphische Integration von linearen Differentialgleichungen erster Ordnung.

Die Überlegenheit graphischer Methoden bei der mathematischen Behandlung von Aufgaben, die keine hohe Genauigkeit verlangen, beruht auf der großen Gewandtheit des Auges, Eindrücke in ihrer Gesamtheit aufzufassen. Dies erkennt ja auch die Sprache an, wenn sie für jedes besonders gute Verstehen oder umfassende Erkennen Vergleiche aus dem Tätigkeitsbereich des Auges heranzieht: Einsehen, Durchschauen, Überblicken, sich ein anschauliches Bild machen. Jede Zahl läßt sich nun unter dem Bilde einer sichtbaren Größe darstellen, und da jeder physikalische Wert, sei es Kraft, Stromstärke, Lichtintensität oder irgendein anderer, durch eine Zahl charakterisiert ist, so ist es auch eine jedem Physiker geläufige Gewohnheit, alle diese Werte durch Strecken zu veranschaulichen. Zwar sind Strecken nicht die einzigen sichtbaren Größen, man kann auch Winkel, Flächen oder Räume verwenden und tut es unter Umständen. Strecken werden indessen am häufigsten verwendet, weil sich mit ihnen die verschiedenen mathematischen Operationen am leichtesten ausführen lassen.

Denn die Bedeutung solcher bildlicher Darstellungen geht viel weiter als nur bis zur Veranschaulichung relativer Größenverhältnisse. Können wir alle gegebenen Größen einer mathematischen Aufgabe als Strecken darstellen, so können wir auch die zahlen- oder buchstabenmäßige Rechnung mit ihnen durch geometrische Konstruktion ersetzen und erhalten die Ergebnisse wieder in Form von geometrischen Größen. In sehr vielen Fällen läßt sich diese geometrische Konstruktion sogar sehr viel leichter und schneller ausführen als die entsprechende Rechnung oder sie liefert mit einem Bleistiftzuge eine ganze Mannigfaltigkeit von Werten, während die Rechnung für jeden einzelnen Wert wiederholt werden muß. Es sei z. B. verlangt, zwischen zwei zu gegebenen Abszissen gehörigen Ordinaten einen dritten Wert linear einzuschalten. Rechnerisch muß die Ordinatendifferenz durch die Abszissendifferenz dividiert, mit der Differenz der neuen Abszissen gegen die erste multipliziert und das Ergebnis zu deren Ordinate addiert werden. Graphisch verbindet man einfach die beiden Punkte mit dem Lineal

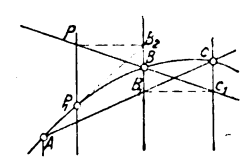


Abb. 1. Quadratische Interpolation.

und hat die Lösung zugleich für alle zwischenliegenden Punkte gefunden. Etwas weniger bekannt ist wohl die Methode, zwischen gegebenen Kurvenpunkten quadratisch zu interpolieren, d. h. so, daß man durch drei beliebig gegebene Punkte einen Parabelbogen legt, dessen Achse z. B. der Ordinatenachse parallel sein soll. Auch diese, rechnerisch schon etwas umständlichere Aufgabe läßt sich graphisch sehr leicht lösen. A, B, C seien die gegebenen Punkte (Abb. 1). Die Verbindungslinie AC schneidet die Ordinate von B oder ihre Verlängerung in B_1. Man zieht nun $B_1 C_1$ parallel der Abszissenachse und zeichnet die Gerade BC_1. Jetzt kann man von irgendeinem Punkt P dieser Geraden ausgehend sofort den Punkt der gesuchten Parabel finden, der die gleiche Abszisse hat wie P. Man zieht zu dem Ende PB_2 parallel der Abszissenachse. Dann liegt der gesuchte Punkt P_1 auf der Geraden AB_2. Auf diese Weise findet

man also zu beliebigen Abszissen die Ordinaten des Parabelbogens.

In anderen Fällen braucht ein Teil der Konstruktion nur einmal ausgeführt zu werden und man findet die Ergebnisse für verschiedene Werte der Variabeln durch bloße Verschiebung oder Drehung. Dahin gehört z. B. die Ermittlung der Werte einer ganzen rationalen Funktion. Vorgelegt sei etwa

$$y = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + a_4 x^4.$$

Die Größen a seien durch Strecken, x durch ein Verhältnis von Strecken dargestellt. Die Strecken $a_4\, a_3 \ldots a_0$ werden der Reihe nach jede rechtwinklig zu der vorigen aneinander abgetragen, so daß sie den gebrochenen Linienzug $A_5\, A_4 \ldots A_0$ bilden (Abb. 2). Von A_4 aus trägt man auf der Verlängerung von $A_3\, A_4$ eine Strecke $A_4\, B_4$, deren

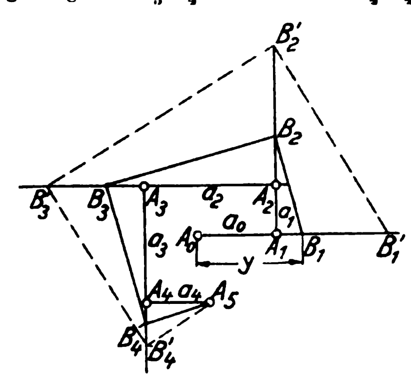


Abb. 2. Ermittlung der Werte einer ganzen rationalen Funktion 4. Grades.

Länge zu a_4 im Verhältnis x steht. Die Strecke $A_3\, B_4$ ist dann gleich $a_3 + a_4 x$. Wenn man jetzt in B_4 eine Senkrechte auf $A_5\, B_4$ errichtet bis zum Schnitt B_3 mit der Verlängerung von $A_2\, A_3$, so ist $A_2\, B_3 = a_2 + a_3 x + a_4 x^2$. Ebenso fortfahrend erhält man B_2 und B_1, wobei

$$A_0\, B_1 = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + a_4 x^4$$

den gesuchten Funktionswert für das gewählte Verhältnis x darstellt. Um ihn für andere x zu finden, muß nur die Gerade $A_5\, B_4$ um A_5 gedreht werden, wodurch ein neuer Linienzug $A_5\, B_4'\, B_3' \ldots B_1'$ entsteht. Am besten benutzt man in Quadratmillimeter eingeteiltes Pauspapier, das man mit einer Stecknadel an A_5 befestigt und so dreht, daß die Linien die gewünschte Neigung $A_5\, B_4$ haben. Man kann dann den ganzen Linienzug ohne zu zeichnen verfolgen und sofort den zugehörigen Punkt B_1 einstechen. In der Figur sind die Koeffizienten a_0, a_1, a_2, a_3, a_4 von gleichem Vorzeichen angenommen. Ist das nicht der Fall, so müssen die entsprechenden Seiten des Polygonzuges $A_0\, A_1\, A_2\, A_3\, A_4\, A_5$ in entgegengesetzter Richtung laufen.

Aus diesen wenigen herausgegriffenen Beispielen läßt sich schon die Leistungsfähigkeit der graphischen Methoden erkennen. Die besprochenen Verfahren beruhen aber alle noch ganz auf Kombination der vier Spezies, die ja ihre einfachen geometrischen Deutungen haben. Eine viel größere, ich möchte sagen, selbständigere Bedeutung hat der graphische Weg aber in den Gebieten, die über diese elementaren Grundoperationen hinausgreifen. Die Integration einer gegebenen Funktion bedeutet geometrisch die Bestimmung des Flächeninhalts, der von der Kurve, einem Stück der Abszissenachse, einer festen Anfangsordinate und einer variablen Endordinate umschlossen wird. Auch diese Aufgabe läßt sich auf rein zeichnerischem Wege behandeln, und zwar unabhängig davon, ob das betreffende Integral analytisch in geschlossener Form ausführbar ist oder nicht. Zu diesem Zweck zerlegt man die Kurve (Abb. 3) zunächst durch horizontale Geraden in eine Anzahl von

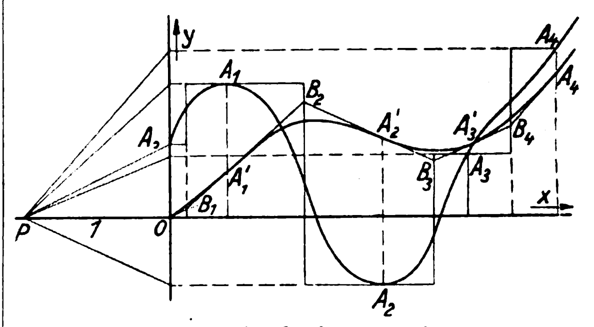


Abb. 3. Graphische Integration.

Teilstücken $A_0\, A_1$, $A_1\, A_2$, usw., die man im allgemeinen so wählt, daß die Kurve innerhalb der Teile monoton verläuft. Über die Größe der Intervalle wird noch zu reden sein. Dann legt man durch jedes dieser Teilstücke eine senkrechte Gerade so hindurch, daß die von der entstehenden Treppenkurve über und unter dem ursprünglichen Kurvenstück gebildeten Flächenteile einander gleich sind. Ist dies für alle Intervalle geschehen, so hat man damit die Kurve durch eine Treppenkurve ersetzt, die an jedem Schnittpunkt A ihrer horizontalen Stücke mit der Kurve den gleichen Integralwert besitzt wie sie. Das Integral der Treppenkurve läßt sich nun leicht bilden. Innerhalb der ersten Treppenstufe nimmt es beim Fortschreiten von links nach rechts linear zu, um am Ende die Größe dieses Rechtecks zu erreichen. Hätte die erste Stufe gerade die Breite einer Längeneinheit, so müßte die integrierende Gerade also genau bis zur Höhe der Stufe A_0 ansteigen. Hieraus erkennen wir ihre Steigung. Markieren wir uns links von der Anfangsordinate einen Punkt P im Abstand der Längeneinheit auf der x-Achse, so gibt die Gerade PA_0 die Richtung für das erste Stück OB_1 des integrierenden Linienzuges. Die zweite

Stufe ist in unserem Beispiel höher; die Linie wird also steiler werden. Wir übertragen die horizontale Stufe A_1 auf die y-Achse, verbinden mit P und ziehen durch B_1 eine Parallele. In derselben Weise fährt man durch alle Stufen fort. Der so erhaltene Linienzug $O\, B_1\, B_2\, B_3 \ldots$ stellt das Integral der Treppenkurve dar. Es fällt in allen Punkten A_1', A_2' usw. mit dem der gegebenen Kurve zusammen, und nicht nur das, sondern die gefundenen Geraden bilden zugleich die Tangenten an die gesuchte Integralkurve mit den Berührungspunkten A_1', $A_2' \ldots$, wie man leicht einsieht. Danach ist die Kurve selbst bequem einzuzeichnen, denn ihre Abweichungen von dem Tangentenzug sind meist so klein, daß kaum eine Willkür übrig bleibt. Die Hauptsache bei der Anwendung der Methode ist die richtige Wahl der Intervalleinteilung. Nimmt man die Stücke unnötig klein, so erfordert die Zeichnung viel Zeit, auch kann die große Zahl der einzelnen Konstruktionen zu einer Häufung der Ungenauigkeit führen. Nimmt man sie zu groß, so begeht man leicht Fehler in der Abschätzung der gleich großen Flächenteile. Mit einiger Übung bringt man es aber dahin, recht gute Genauigkeiten zu erzielen, da das Auge für kleine Flächenunterschiede eine ziemlich hohe Empfindlichkeit hat, und eine falsche Annahme des Stufenabsatzes gleichzeitig den einen Flächenteil vergrößert, den anderen verkleinert, so daß ihr Unterschied stärker hervortritt. Der Maßstab der Flächendarstellung kann durch Verschiebung des Punktes P geändert werden. Die Stufenlinie und damit die integrierende Kurve kann auf analoge Weise auch nach der Seite der abnehmenden Abszissen fortgesetzt werden. Man erkennt bei dieser Methode gut die Bedeutung der Integrationskonstanten. Soll nämlich der Flächeninhalt der gegebenen Kurve von einer anderen Anfangsordinate aus genommen werden, so wird unsere Integralkurve nur um ein bestimmtes Stück nach unten oder oben verschoben. Ihr ganzer Verlauf, jede Richtungsänderung an den Grenzen der Intervalle bleibt genau ebenso.

Die Umkehrung der eben behandelten Aufgabe ist die Differentiation einer gegebenen Kurve, d. h. geometrisch die Aufgabe, zu einer gegebenen Kurve eine andere zu finden, deren Ordinaten an jeder Stelle die Größe der Steigung der ersten Kurve darstellen. Um diese Aufgabe graphisch zu lösen, ist es nun zweckmäßiger, statt in gewählten Punkten der Kurve die Steigung zu bestimmen, umgekehrt eine gewisse Steigung zu betrachten und den Punkt aufzusuchen, in dem sie von der Kurve angenommen wird, denn die Anlegung eines Lineals an gekrümmte Kurven bringt immer leicht Ungenauigkeiten mit sich. Ein Kunstgriff zur Auffindung des Punktes, in dem die Kurve die betrachtete Steigung hat, ist folgender: Man zeichnet eine Anzahl Sehnen von der betrachteten Steilheit (Abb. 4), verbindet deren Mitten und vervollständigt das dadurch erhaltene Kurvenstückchen bis zum Schnitt mit der Kurve. Dieses ist dann der gesuchte Berührungspunkt. Hat man auf diese Weise (Abb. 5) für eine Anzahl von Kurvenpunkten A_1, $A_2 \ldots$ die Tangenten gewonnen, so zieht man Parallelen dazu durch einen im Abstande der Längeneinheit auf der x-Achse gelegenen Punkt P und überträgt deren Schnittpunkte mit der y-Achse horizontal auf

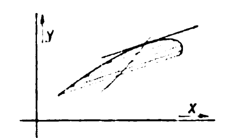


Abb 4. Berührungspunkt einer Tangente gegebener Richtung.

die Ordinate der betreffenden Stufe. Hat man auf diese Weise die Höhen der einzelnen Stufen gewonnen, so zeichnet man die Stufenlinie. Die vertikalen Absätze müssen den Schnittpunkten der Tangenten entsprechen. Die gesuchte Kurve ist dann in diese Stufenlinie so einzuzeichnen, daß sie die horizontalen Stufenteile in Punkten trifft, deren Abszissen mit den Berührungspunkten der

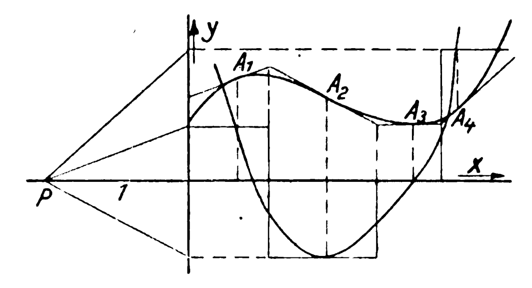


Abb. 5. Graphische Differentiation.

Tangenten übereinstimmen, und daß sie auf beiden Seiten eines vertikalen Stufenteils die gleiche Fläche mit der Stufenlinie einschließt. Man sieht, daß hierbei genau derselbe Weg wie bei der Integration, nur in umgekehrter Reihenfolge, durchlaufen wird. Bei diesem Problem wird daher eine additive Konstante der gegebenen Kurve überflüssig, d. h. sie hat keinen Einfluß auf die Lösung. Alle aus der ursprünglichen, durch Verschiebung nach oben oder unten entstandenen Kurven haben dieselbe differenzierende Kurve. Im ganzen muß aber gesagt werden, daß die Differentiation auf graphischem Wege jedenfalls geringere Genauigkeit hat als die Integration. Das hängt damit zusammen, daß bei einer gezeichneten Kurve der Flächeninhalt, also das Integral, viel besser definiert ist als die Steigung, also der Differentialquotient. Denn eine mehr oder weniger große Ungenauigkeit der Zeichnung, mit der an sich ja immer gerechnet werden muß, beeinflußt die integrierende Kurve kaum, die

differenzierende dagegen erheblich. Die Integralkurve nivelliert sozusagen die Unebenheiten ein, positive und negative Abweichungen heben sich auf. Der Differentialquotient macht im Gegenteil bei jeder kleinen Unebenheit der Kurve eine sehr viel deutlichere Schwankung.

Sind also hiermit die Grundaufgaben der Differential- und Integralrechnung auf graphischem Wege allgemein für jede graphisch gegebene Funktion gelöst, so wird es nun möglich, auch an die zeichnerische Lösung von Differentialgleichungen heranzugehen. Differentialgleichungen sind ja fast immer der mathematische Ausgangspunkt, wenn irgendein physikalischer Vorgang in Natur oder Technik quantitativ verfolgt werden soll. Die allgemeinen Naturgesetze ergeben eine Aussage über räumlich oder zeitlich eng benachbarte Größen,

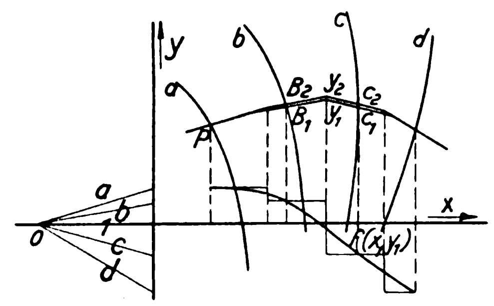


Abb. 6. Integration einer Differentialgleichung $\frac{dy}{dx} = f(x, y)$.

d. h. eine Differentialgleichung. Daraus soll dann eine Beziehung zwischen den bekannten und gesuchten Größen des speziellen Falles hergeleitet werden. In vielen Fällen gelingt es der mathematischen Theorie, aus der Gleichung zwischen den Differentialen durch geeignete Operationen zu einer Gleichung zwischen den endlichen Größen zu gelangen, in die dann die speziellen Angaben des Sonderfalles eingesetzt werden können. Die graphische Integration macht sich aber vollkommen unabhängig von einer solchen analytischen Lösung. Sie geht selbständig auf die Differentialbeziehung zurück und kann also auch da ein Ergebnis liefern, wo die Aufgabe nicht in analytischer Fassung vorliegt. Was ist nun das geometrische Bild einer Differentialgleichung? Wenn wir uns zunächst auf eine gewöhnliche Differentialgleichung erster Ordnung beschränken, so ist durch eine solche der Differentialquotient dy/dx als Funktion $f(x, y)$ gegeben. Es ist also für jeden Punkt x, y eines ebenen Bereichs eine gewisse Richtung dy/dx vorgegeben; diese bilden zusammen ein „Richtungsfeld", das man etwa dadurch veranschaulichen kann, daß man die Kurven $f(x, y) =$ konst. zeichnet, auf denen bestimmte feste Richtungen dy/dx herrschen sollen. Die Kurven werden bezeichnet z. B. a, b, c, d und man zeichnet daneben von einem beliebigen Nullpunkt aus die betreffenden zugehörigen Richtungen und bezeichnet sie entsprechend (Abb. 6). Wäre das Problem allgemein gelöst, so hieße das, daß wir eine Kurvenschar kennen, die die ganze Ebene überzieht und an jeder Stelle die vorgeschriebene Richtung hat. Jede dieser Kurven genügt der vorgelegten Differentialgleichung, gehört aber zu besonderen Anfangsbedingungen des speziellen Falles. Um das Problem für einen solchen Fall zu lösen, ist es nur nötig, von dem ihm entsprechenden Anfangspunkte P aus die durch diesen gehende Einzelkurve zu ermitteln. Sie erlaubt dann, zu jedem x-Wert das dazugehörige y abzulesen.

Eine erste Annäherung an diese Kurve erhält man folgendermaßen: Man geht von P aus zunächst in der geraden Richtung vorwärts, die auf der durch P verlaufenden Kurve a herrschen soll. In dieser Richtung geht man etwa bis in die Mitte zwischen Kurve a und b, von da in der b-Richtung weiter bis zwischen b und c, und so fort. Die Kurve, die den so entstandenen gebrochenen Linienzug an den Schnittpunkten P, B_1, C_1 mit den Kurven a, b, c usw. berührt, ist die gesuchte erste Annäherung y_1, die nun schrittweise verbessert werden soll. Hierzu benutzen wir einen mathematischen Satz, welcher besagt, daß die Funktion

$$y_2 = y_p + \int_{x_p}^{x} f(x, y_1)\, dx$$

eine bessere Annäherung an die wahre Lösung y darstellt als y_1 und

$$y_3 = y_p + \int_{x_p}^{x} f(x, y_2)\, dx$$

wieder eine bessere als y_2 usw.

Auf den Beweis dieses Satzes will ich nicht eingehen; es genüge die Überlegung, daß die Funktion y ja die Gleichung

$$y = y_p + \int_{x_p}^{x} f(x, y)\, dx$$

erfüllen muß, wie durch bestimmte Integration über die Differentialgleichung

$$\frac{dy}{dx} = f(x, y)$$

unmittelbar einzusehen ist. Wenn nun die sukzessive Darstellung der Funktionen y_2, y_3 usw. ergeben sollte, daß sich eine davon, z. B. y_3, nicht mehr von der vorhergehenden, y_2, unterscheidet, so ist ja

$$y_2 = y_p + \int_{x_p}^{x} f(x, y_2)\, dx\,,$$

also y_2 eine Lösung der Differentialgleichung und daher mit y identisch. Die Auffindung der Näherungslösungen y_2, y_3 usw. geschieht nun leicht mit Hilfe der vorhin behandelten graphischen Integration. Es muß zunächst die Funktion $f(x, y_1)$ selbst gezeichnet werden. Ihre Werte sind für die Abszissen der Punkte P, B_1, C_1 unmittelbar abzugreifen; sie sind gleich den Abschnitten, die die Strahlrichtungen a, b, c auf einer im Abstande 1 vom Strahlenpunkt errichteten Senkrechten zur x-Achse bilden. Danach läßt sich also die Kurve $f(x, y_1)$ zeichnen. Diese wird graphisch integriert, indem man im Punkte P beginnt. Die Integralkurve ist die zweite Annäherung y_2. Aus dieser können wir auf genau dieselbe Weise eine dritte Annäherung finden. Dabei ergibt sich ein Vorzug für die Ausführung, daß es sich nämlich bei jeder folgenden Kurve immer wieder um die gleichen Strahlrichtungen auf den Kurven a, b usw. handelt. Soll also die Kurve $f(x, y_2)$ gezeichnet werden, so kennen wir von ihr dieselben Ordinaten, die vorher für $f(x, y_1)$ bestimmt worden waren, nur daß diese jetzt nicht mehr denselben Abszissen entsprechen, sondern denjenigen der neuen Schnittpunkte B_2, C_2 usw., die die Kurve y_2 mit a, b, c bildet. Mit der dritten Annäherung geht man ebenso weiter und fährt so lange fort, bis sich die aufeinanderfolgenden Kurven nicht mehr voneinander unterscheiden. Wir wissen dann, daß wir innerhalb der Genauigkeit der Zeichnung die wahre Kurve gefunden haben. Die Konvergenz des Verfahrens wird beeinflußt durch die Lage des Koordinatensystems. Es ist im allgemeinen am günstigsten, wenn die x-Achse so liegt, daß die Kurve überall möglichst kleine Winkel mit ihr bildet. Da man in dem gegebenen Richtungsfeld schon vor der Ausführung der Integration ungefähr den Verlauf der zu erwartenden Kurve erkennen kann, ist es nicht schwer, das Koordinatensystem von vornherein in einer günstigen Lage zu wählen. Man wird dann finden, daß die verschiedenen Annäherungen sich schon nach wenigen Schritten nicht mehr unterscheiden.

Der hier vorgetragene Weg, um zur Integralkurve einer Differentialgleichung zu gelangen, ist nicht der einzige, doch möge er genügen, um die Art der graphischen Verfahren zu kennzeichnen. Auch auf die Behandlung von Differentialgleichungen höherer Ordnung einzugehen, verbietet die beschränkte Zeit. Aber schon diese wenigen Beispiele werden Ihnen die Grenzen und Vorzüge solcher Verfahren gezeigt haben. Es fragt sich immer, in welcher Form die Gesetze oder Beobachtungen, von denen wir ausgehen sollen, vorliegen. Sind sie in Form von Kurven oder Skalen gegeben, so ist es gewiß am vorteilhaftesten, auch mit zeichnerischen Verfahren weiter zu gehen. Vielfach empfiehlt es sich aber auch, in Form von Formeln oder Tabellen gegebenes Material in die graphische Form zu übertragen; denn obwohl sich die Genauigkeit der Zeichnung bei beschränkter Gesamtgröße nicht über ein gewisses Maß steigern läßt, so hat doch die graphische Methode einen unschätzbaren Vorzug, den der Übersichtlichkeit. Aus einer zeichnerisch ermittelten Lösung läßt sich immer noch vieles nebenher entnehmen. Man übersieht den allgemeinen Verlauf und erkennt bis zu einem gewissen Grade, welchen Einfluß veränderte Anfangsbedingungen oder irgendwelche andere Konstanten des Systems haben würden. Reicht die Genauigkeit an einer Stelle nicht aus, so läßt sie sich durch eine gesonderte Behandlung in anderem Maßstabe verbessern. Für die Bedürfnisse des Praktikers sind daher graphische Integrationsmethoden besonders geeignet. Sind sie doch auch vielfach unmittelbar aus den praktischen Problemen entstanden und entwickelt worden. Es wäre zu wünschen, daß die Vertreter der Technik noch mehr als bisher ihr Interesse diesem noch durchaus entwicklungsfähigen Gebiete zuwenden würden. Durch die Befruchtung mit neuen, aus der Praxis stammenden Aufgaben, die sich daraus ergeben würden, kann ja auch die reine Wissenschaft nur gewinnen. Es würde mich freuen, wenn meine heutigen Ausführungen mit dazu beitragen würden, solche gegenseitige Wechselwirkung zu fördern.

(Eingegangen am 1. Februar 1924.)

Originalmitteilungen.

Über Messungen an Ozonröhren.

Von E. Warburg.

1. Kürzlich habe ich gezeigt[1]), daß in dem Strom Siemensscher Ozonröhren hochfrequente Oberschwingungen enthalten sind. Zu einem ähnlichen Ergebnis haben zwar schon Versuche der Herren Becker und Riegger nach einer Privatmitteilung an Herrn Dr. Moeller[2]) geführt, aber nach diesen Versuchen sollen Oberschwingungen nur in besonderen Fällen auftreten, außerdem ist die Erscheinung nicht näher untersucht und ihre

[1]) E. Warburg, Über die Natur und Messung der durch Siemenssche Ozonröhren fließenden Wechselströme. Zeitschr. f. techn. Phys. **4** (1923), 450.

[2]) Max Moeller, Das Ozon. Monographie. Vieweg & Sohn 1921, 88.



Bedeutung für die Messung an Ozonröhren, worauf es für mich besonders ankam, nicht erörtert.

Ohmsche und induktive Widerstände in der Erdleitung der Ozonröhre schwächen diese Oberschwingungen in hohem Maße, sind aber auf die Stärke der Grundschwingung nur insofern von Einfluß, als sie die Spannung zwischen den Belegungen der Ozonröhre schwächen. Die Ozonbildung hängt nur von der Grundschwingung ab, wird also durch die Oberschwingungen nicht beeinflußt. Bei der Bestimmung der Stromausbeute (Gramm Ozon pro Amperestunde) ist daher die Stärke der Grundschwingung in Rechnung zu setzen. Die Grundschwingung kann elektrometrisch gemessen werden, indem man nämlich, wie Leithäuser und ich es taten, die Spannung an den Enden eines in die Erdleitung der Röhre geschalteten Widerstandes durch ein idiostatisch geschaltetes Elektrometer mißt; nur muß man diesem Widerstand eine größere Kapazität parallel schalten. Diese Vorsicht ist bei den Versuchen von Leithäuser und mir außer acht gelassen, wodurch ein um so größerer Fehler entsteht, je kleiner der Widerstand in der Erdleitung der Ozonröhre gemacht wird. Diese Versuche erfordern also eine Revision, welche ich vorgenommen habe.

2. Dabei wurden in die Erdleitung ab der Ozonröhre (Abb. 1) verschiedene Widerstände eingeschaltet und es wurde die Spannung V zwischen den Enden eines Teils R_Q von R durch ein Quadrantelektrometer gemessen. Diese Spannung geteilt durch R_Q gibt den Leitungsstrom in R_Q an. Ist dem Widerstand R_Q eine größere Kapazität nicht parallel geschaltet, so erhält man den Leitungsstrom J' so wie Leithäuser und ich ihn beobachtet haben; er ist die Resultante aus der Grundschwingung und dem Teil der Oberschwingungen, welcher, durch die Kapazität des Elektrometers und die verteilte Kapazität des Widerstandes R_Q nicht völlig abgehalten, als Leitungsstrom in R_Q hineingeht. Schaltet man aber dem Widerstand R_Q eine Kapazität C von hinreichender Größe parallel, so gehen die Oberschwingungen in diese Kapazität völlig hinein, werden also von R_Q abgehalten. Es geht indessen auch von der Grundschwingung ein Teil in die Kapazität C hinein, und man erhält die effektive Stärke der Grundschwingung in der Ozonröhre

$$J = \frac{V}{R} \cdot \sqrt{1 + (R_Q C \omega)^2},$$

wo ω die Kreisfrequenz der Grundschwingung. Es wurden in der Regel Bestimmungen mit $C = 0{,}1074$ und $0{,}2165$ mf. gemacht, deren Ergebnisse meist bis auf weniger als $1\,\%$ übereinstimmten.[3]) Sind nun m Gramm Ozon pro Stunde erhalten, so ist $A' = m/J'$ die Stromausbeute an Ozon nach der inkorrekten Messung von Leithäuser und mir, $A = m/J$ die Stromausbeute an Ozon richtig berechnet, und

$$\frac{A}{A'} = \frac{J'}{J}.$$

Es ist daher zur Ermittlung des von uns begangenen Fehlers nicht nötig, Ozonmessungen anzustellen; gleichwohl habe ich solche stets mit vorgenommen.

3. Da die Größe des fraglichen Fehlers von dem Verhältnis zwischen der Stärke der Oberschwingungen und der Stärke der Grundschwingung abhängt, so war es von Interesse, dieses Verhältnis mit zu bestimmen. Dies geschieht direkt, indem man das Thermokreuz in den Zweig der parallel geschalteten Kapazität C legt, in welchen die Oberschwingungen ganz hineingehen; die Intensität der Grundschwingung ergibt sich dabei aus der Spannung zwischen den Enden von R_Q. Indirekt erhält man das gesuchte Verhältnis, indem man das Thermokreuz an die Erdverbindung der Ozonröhre nach a legt (Abb. 1), wobei es den ganzen Strom, nämlich die Resultante aus Grund- und Oberschwingung angibt. Da die Frequenz der letzteren außerordentlich groß ist, so ergibt sich $J_{Th.}^2 = J_{Ob.}^2 + J_{Gr.}^2$, wo $J_{Th.}$, $J_{Ob.}$, $J_{Gr.}$ bzw. die Effektivwerte des vom Thermokreuz angezeigten Stromes und des Stromes von Ober- und Grundschwingung bedeuten. Daraus folgt

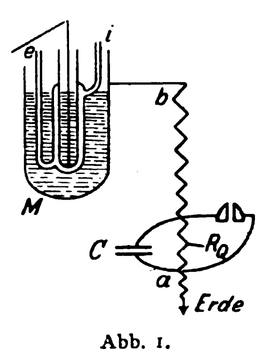


Abb. 1.

$$\frac{J_{Ob.}}{J_{Gr.}} = \sqrt{\left(\frac{J_{Th.}}{J_{Gr.}}\right)^2 - 1}.$$

Unter Nr. 1—14 der folgenden Tabelle ist das Verhältnis $J_{Ob.}/J_{Gr.}$ nach der zweiten, unter Nr. 13—16 nach der ersten Methode ermittelt; beide Methoden stimmten hinreichend überein.

Übrigens zeigen sich bei der Wirkung hochfrequenter Schwingungen auf das Thermokreuz ge-

[3]) Die beiden Kapazitäten betrugen nominell 0,1 und 0,2 mf. Die obigen Werte verdanke ich einer freundlichen Bestimmung des Herrn Dr. Zickner. In meiner ersten Mitteilung (Zeitschr. f. techn. Phys. **4** [1923], 456, Tab. 13 und 14) sind die nominellen Werte in Rechnung gesetzt; benutzt man die richtigen Werte, so wird die Übereinstimmung erheblich besser.

wisse Erscheinungen, welche man studieren muß, wenn es sich um genaue Messungen handelt. Ich habe davon abgesehen, weil für den hier verfolgten Zweck die Messungen mit dem Thermokreuz keine entscheidende Bedeutung haben.

4. Die folgende Tabelle enthält das Beobachtungsmaterial; die bei den elektrischen Messungen benutzten Methoden sind in der oben zitierten Arbeit ausführlich beschrieben. Die Angaben links vom Strich sind von den Ozonmessungen unabhängig, die Angaben rechts vom Strich fußen auf den Ozonmessungen. Bei diesen wurde das ozonhaltige Gas durch eine neutrale Jodkaliumlösung (20 g im Liter) geleitet und das ausgeschiedene Jod, nach Ansäuern, mit $^1/_{10}$n. $Na_2S_2O_3$lösung titriert. $v'\,^1/_{10}$ bedeutet die Zahl von cm^3 dieser Lösung, welche dem in der Minute gebildeten Ozon entspricht. Für eine Stromdauer von t min. ergibt sich die Anzahl von g Ozon pro Stunde $m = v'\,^1/_{10} \cdot 0{,}5 \cdot 10^{-4} \cdot 48 \cdot 60/t = 0{,}144 \cdot v'\,^1/_{10}/t$. Die Geschwindigkeit des Gasstromes wurde aus dem durch ein Wassermanometer gemessenen Druckabfall (h cm Wasser) in einem engen Rohr nach vorheriger Eichung mit einer Gasuhr zwischen $h = 8$ und 20 cm mittels der Interpolationsformel $u = \sqrt{h}(0{,}504 + 0{,}00437\,h)$ lit./Minute berechnet. Die Ozonkonzentration in dem austretenden Gas ist dann $m \cdot 10^3/60\,u$ g/m³; die Ozonkonzentration c in der Ozonröhre, in welcher der Druck den Atmosphärendruck etwas übertrifft, ist um einige Prozente größer, was berücksichtigt wurde. Ist A_0 die Nullausbeute (g Ozon pro Amperestunde für sehr kleine Ozonkonzentration), so ist $A_0 = A + \beta \cdot c$. β wurde für Frequenz 50 aus den Versuchen von Leithäuser und mir entnommen und dabei der Dicke des Entladungsraumes proportional gesetzt. Für Frequenz 500 habe ich β für das Rohr I (d = 1,52 mm) bestimmt. Es ergab sich im Mittel aus fünf gut miteinander stimmenden Messungen für

h	14	25 cm
c	8,29	5,89
A	511	528

daraus $\beta = 7{,}1$.

Versuche von Leithäuser und mir mit Glasapparaten liegen nur für Frequenz 50 vor, auf welche sich auch die meisten Versuche der folgenden Tabelle beziehen; wir ziehen daher hauptsächlich Versuche mit Frequenz 50 in Betracht.

Tabelle 1.

Nr.	Dat.	E	R	$J' \cdot 10^6$	$J \cdot 10^6$	A/A'	$\frac{J_{Ob.}}{J_{Gr.}}$	$v'\,^1/_{10}$	$m\,\frac{\text{gr. Oz.}}{\text{Std.}}$	$u\,\frac{\text{lit.}}{\text{min.}}$	c	A'	A	β	A_0
	Frequenz 50														
	Rohr IV d = 1 mm														
	1921														
1	4. 12	8050	313 520	503	478	1,05	2,90	1,70	0,245	1,94	2,1	487	515	1,5	518
2	4. 12.	8130	313 520	585	561	1,04	2,43	2,00	0,288	1,94	2,5	492	513	1,5	517
3	4. 12.	8230	50 000	584	483	1,21	4,57	1,73	0,249	1,94	2,1	426	516	1,5	519
4	5. 12.	8260	10 000	734	575	1,28	8,38	2,02	0,291	1,94	2,5	396	506	1,5	510
	Rohr I d = 1,54 mm														
5	20. 11.	6500	363 520	449	400	1,12	4,43	1,75	0,251	1,98	2,1	560	628	2,3	633
6	28. 11.	6680	100 000	587	420	1,40	—	1,86	0,268	2,02	2,3	457	638	2,3	643
7	27. 11.	6670	10 000	805	432	1,86	6,18	1,87	0,269	2,02	2,3	334	623	2,3	628
8	26. 11.	8450	313 520	710	619	1,15	3,65	2,90	0,418	2,02	3,4	589	675	2,3	683
9	28. 11.	8590	100 000	778	602	1,29	5,05	2,81	0,404	2,02	3,3	520	671	2,3	679
10	23. 11.	9570	313 520	818	736	1,11	—	3,54	0,509	2,02	4,2	623	692	2,3	702
11	28. 11.	9730	100 000	906	701	1,29	—	3,28	0,473	2,02	3,9	522	675	2,3	684
	Rohr II d = 3,5 mm														
12	7. 12	8980	313 520	731	435	1,68	6,01	2,97	0,428	2,02	3,5	585	984	5,3	1003
13	7. 12.	9060	100 000	939	442	2,12	7,40	2,99	0,431	2,02	3,6	459	975	5,3	994
	Frequenz 500														
	Rohr IV d = 1 mm														
14	13. 12.	4690	317 520	2644	2542	1,04	1,39	9,72	1,40	2,11	11,0	529	551	4,6	603
15	13. 12.	5310	13 000	3076	2893	1,06	2,10	—	—	2,16	—	—	—	—	—
	Rohr I d = 1,54 mm														
16	12. 12.	4790	317 520	1932	1794	1,08	1,66	5,76	0,829	2,28	6,1	429	462	7,1	506
17	12. 12.	5270	13 000	2936	2444	1,20	2,96	8,71	1,255	2,41	8,7	427	514	7,1	577

5. Diskussion. 1) Bei der neuen korrekten Intensitätsbestimmung der Grundschwingung zeigt sich eine bemerkenswerte Unabhängigkeit der Stromausbeute A von dem in die Erdleitung der Röhre aufgenommenen Widerstand R (Nr. 1—4; 5—7; 8—9; 12—13) bei gleicher Spannung, entsprechend dem a. a. Ort festgestellten Ergebnis, nach welchem die Intensität der Grundschwingung von R unabhängig ist. Dagegen nehmen die entsprechenden Werte A', hergeleitet aus der inkorrekten Intensitätsmessung, mit abnehmendem R bedeutend ab (Nr. 1 u. 4, 5 u. 7, 10 u. 11), da hierbei die Intensität der Oberschwingungen und damit J' wächst.

2) Die kleine Zunahme von A mit wachsender Stromstärke (Nr. 5—10) ist schon von Leithäuser und mir bemerkt worden. Für Rohr I und Frequenz 50 finde ich bis auf 1 % genau $A_0 = 576 + 0{,}18 \cdot J \cdot 10^{-6}$, wo J in Ampere auszudrücken ist.

3) Unter angebbar gleichen Umständen erhält man zuweilen erhebliche Verschiedenheiten der Stromstärke J, aber entsprechende Verschiedenheiten der Ozonbildung, so daß die Stromausbeute A konstant bleibt (Nr. 1—2).

4) Hauptsächlich kommt es auf das Verhältnis A/A' an. Man bemerkt, daß dieses Verhältnis für ein und dasselbe Rohr mit abnehmendem Widerstand R zunimmt, weil hierbei das Verhältnis $J_{Ob.}/J_{Gr.}$ zunimmt (Nr. 1—4, 5—7, 8—9, 12—13, 16—17). Ferner wächst A/A' mit wachsender Dicke des Entladungsraumes und ist für Frequenz 50 größer als für Frequenz 500. Bei Frequenz 50 ist für große Widerstände R und kleine Dicke des Entladungsraumes der Fehler der inkorrekten Strommessung nicht größer als 7—15 % (Nr. 1—2, 5, 8), erreicht aber bei kleinem Widerstand R für $d = 1{,}54$ mm 86 % (Nr. 7) und für $d = 3{,}5$ mm 112 % (Nr. 13).

6. Zum Zweck einer direkten Vergleichung der neuen mit den alten Ergebnissen stelle ich die Versuche Nr. 10 und 12 dieser Mitteilung mit den Versuchen Nr. 23—28 bzw. 8—12 der Arbeit von Leithäuser und mir zusammen.[4]) Die von mir verwandten Röhren I und II hatten einen inneren Durchmesser des Entladungsraumes von 1,2 cm, eine Länge desselben von 13,8 cm, also eine innere Oberfläche des Entladungsraumes von $52 \cdot 10^{-4}$ m². Daraus ergeben sich die im folgenden angegebenen Werte der Stromdichte J in Amp./m².

Tabelle 2.

Nr.	d (mm)	$J \cdot 10^6$	i	A_0	A_0'
10	1,54	736	0,142	702	—
23—28 (L. u. W.)	1,40	—	0,134	—	531
11	3,5	435	0,084	1003	—
8—12 (L. u. W.)	3,72	—	0,085	—	889

[4]) E. Warburg und G. Leithäuser, Ann. d. Phys. [4] **28** (1909), 33.

Die neuen Werte sind wesentlich, wenn auch nicht allzu viel größer als die alten. Daß der Unterschied nicht größer ist, rührt daher, daß Leithäuser und ich ein Multizellularelektrometer benutzten, welches nur Spannungen größer als 60 Volt zu messen gestattete. Dadurch waren wir glücklicherweise genötigt, größere Widerstände in die Erdleitung der Röhren einzuschalten, wozu sonst kein Grund vorliegt.

7. Man kann Beobachtungsreihen zusammengehöriger Werte von J und E darstellen durch den Ausdruck

$$J = f(E - M),$$

solange E nicht zu nahe an M herankommt. Nach der Methode der kleinsten Quadrate ist

$$f = \frac{m \cdot \Sigma EJ - \Sigma E \cdot \Sigma J}{m \cdot \Sigma E^2 - (\Sigma E)^2},$$

$$M = \frac{\Sigma E \cdot \Sigma EJ - \Sigma E^2 \Sigma J}{m \cdot \Sigma EJ - \Sigma E \Sigma J},$$

wo m die Zahl von Beobachtungen zusammengehöriger Werte von E und J bedeutet. Z. B. findet man für Rohr I aus Nr. 5, 8, 10

$$J \cdot 10^6 = 0{,}1098\,(E - 2838)$$

Nr.	E	$J \cdot 10^6$ ber.	$J \cdot 10^6$ beob.
5	6500	402	400
8	8450	616	619
10	9570	739	736

und aus Nr. 6, 9, 11

$$J \cdot 10^6 = 0{,}0925\,(E - 2133)$$

Nr.	E	$J \cdot 10^6$ ber.	$J \cdot 10^6$ beob.
6	6680	421	420
9	8590	597	602
11	9730	703	701

Für eine schärfere Prüfung der Formel wäre E in weiteren Grenzen zu variieren. Frühere Versuche zwischen denselben Grenzen von E ließen sich ebenso vollständig durch folgende Werte von F und M darstellen.

Tabelle 3.

Nr.	Dat.	f	M	
18	14. 11. 21	0,1071	2634	Sauerstoff
19	18. 11. 21	0,1037	2732	
20	5. 12. 21	0,1128	1090	Wasserstoff
21	6. 12. 21	0,1053	849	
22	11. 1. 22	0,1190	2472	
23	11. 1. 22	0,1143	2002	

Diese Versuche sind mit dem Multizellularelektrometer gemacht worden, ohne daß eine größere Kapazität dem Elektrometer parallel lag. Die hierfür anzubringenden Korrektionen wurden aber nachträglich bestimmt und dabei die Be-

dingungen der Versuche, insbesondere in bezug auf die in die Erdleitung der Röhre geschalteten Widerstände R genau eingehalten. Bei den großen Werten von R (338520 bis 140000) genügten parallel geschaltete Kapazitäten von 0,01 und 0,02 mf., deren Ergebnisse übereinstimmten. Es zeigte sich, daß die J-Werte für Sauerstoff mit 0,866, die für Wasserstoff mit 0,929 zu multiplizieren waren; die Tabelle gibt die so korrigierten Werte. Im Mittel liefern alle Versuche

für Sauerstoff . . . $f = 0{,}1033$ $M = 2584$,
für Wasserstoff . . $f = 0{,}1129$ $M = 1603$.

Bei dem Versuch Nr. 22 hatte der Entladungsraum wochenlang mit Quecksilber gefüllt gestanden, hiermit scheint der hohe Wert von M zusammenzuhängen, welcher auch durch Reinigung mit Salpetersäure, Alkohol und Äther nur wenig zurückging.

8. Bringt man die Spannung zwischen den Belegungen der Ozonröhre abwechselnd auf $+E$ und $-E$ und wartet vor jedem neuen Spannungswechsel, bis die aus dem vorhergegangenen entstandenen Leitungsströme abgelaufen sind, so ergibt sich aus einer von mir entwickelten Theorie[5]) für den einem Polwechsel entsprechenden Integralstrom $2\,C_\infty (E-M)$, wo C_∞ die Kapazität der Ozonröhre für den Fall bedeutet, daß der Entladungsraum mit einem vollkommenen Leiter gefüllt ist; M ist der Wert, unter welchen die Spannung zwischen den Oberflächen des Entladungsraumes nicht sinken darf, ohne daß der Leitungsstrom aufhört; M stellt also in dieser Theorie den Einfluß, welchen die Natur des Gases im Entladungsraum auf die Stromstärke hat, vollständig dar. Für den Fall einer angelegten Wechselspannung sind die Voraussetzungen der Theorie nicht erfüllt, gleichwohl gibt sie auch hier nach Versuchen von St. Sachs[6]) eine brauchbare Annäherung. Für Frequenz n wird die mittlere Stromstärke $J_m = 4\,n \cdot C_\infty \cdot (E-M)$, wo E den Scheitelwert bedeutet. Für den sinusförmigen Strom der Grundschwingung ist $J_{\text{eff.}} = J_m \cdot \pi/2\sqrt{2}$, woraus

$$J_{\text{eff.}} = 2\,\pi\,n\,C_\infty (E_{\text{eff.}} - M).$$

Für Rohr I ist $C_\infty = 395 \cdot 10^{-12}$ Far., daraus für $n = 50$

$$J_{\text{eff.}} = 0{,}124\,(E_{\text{eff.}} - M).$$

Eine scharfe Prüfung dieser Theorie ist schon deshalb nicht möglich, weil unter angebbar gleichen Umständen dasselbe Rohr etwas verschiedene Werte von J liefert (§ 7). Vielleicht rührt dies von Unregelmäßigkeiten der Entladung, etwa daher, daß M längs des Entladungsraumes variiert.

9. Praktisch kommt es darauf an zu wissen, wieviel Ozon eine Röhre von gegebenen Dimensionen bei gegebener angelegter Spannung liefert. Die Tab. 1 gibt hierfür Anhaltspunkte. Da indessen nach § 8 bei gleicher Spannung die Stromstärke in unkontrollierbarer Weise etwas variiert, so sind nur angenäherte, wenn auch für die Praxis vielleicht hinreichende Angaben möglich.

(Eingegangen am 20. Februar 1924.)

[5]) E. Warburg, Verh. d. Deutsch. phys. Ges. V. Jahrg. (1903), 382.

[6]) St. Sachs, Ann. d. Phys. [4] **47** (1915), 899.

Die Messung von Lufttemperaturen in geschlossenen Räumen mit nicht strahlungsgeschützten Thermometern.[1])

(Mitteilung aus dem Laboratorium für technische Physik der Technischen Hochschule München.)

Von H. Hausen, München.

Die störende Einwirkung der Sonnenstrahlen auf Thermometer, welche zur Bestimmung der Lufttemperatur dienen, ist namentlich den Meteorologen schon lange bekannt und hat zur Konstruktion strahlungsgeschützter Thermometer: des Vogelschen Schleuderthermometers[2]) und des Assmannschen Aspirationsthermometers[3]) geführt.

Meßfehler durch Strahlung treten aber nicht nur im Freien, sondern auch bei der Messung von Lufttemperaturen in geschlossenen Räumen auf, und zwar vornehmlich durch die unsichtbare Strahlung, welche wärmere oder kältere Körper dem Thermometer zusenden. Die hierdurch bewirkten Strahlungsmeßfehler betragen namentlich in der Nähe von Heizkörpern, Zimmeröfen oder kalten Fenstern mehrere Celsiusgrade und sind daher, wie Hencky[4]) hervorgehoben hat, in der Heizungs- und Lüftungstechnik von praktischer Bedeutung. Die erwähnten strahlungsgeschützten Thermometer leisten auch hier sehr gute Dienste. Da sie jedoch vielfach aus Unkenntnis über die Größe dieser Strahlungsmeßfehler nicht angewendet werden, ferner in der Handhabung ziemlich umständlich und empfindlich und häufig auch zu teuer sind und außerdem örtlich stark veränderliche Temperaturfelder durch die von ihnen verursachte Luftbewegung zu sehr stören, hat Frhr. v. Bassus[5])-

[1]) Ein Auszug aus nachstehender Arbeit wurde bereits im „Gesundheitsingenieur", Festnummer zum Kongreß für Heizung und Lüftung, im Juli 1921 veröffentlicht.

[2]) Vgl. Jahresbericht des Münchener Vereins für Luftschiffahrt, 1896, S. 26 f.

[3]) Assmann, Das Aspirationspsychrometer. Abhandl. des k. preuß. Meteorolog. Inst. **1** (1892), Nr. 5.

[4]) K. Hencky, Zur Praxis der Temperaturmessungen im Heizungs- und Lüftungswesen. Neue deutsche Töpferzeitung „Der Kachelofen", Nov. 1920.

[5]) Aufrichtigsten Dank für ihre zahlreichen Anregungen schulde ich außer dem genannten Herrn den Herren Prof. Dr. phil., Dr.-Ing. e. h. Osc. Knoblauch, Privatdozent Dr.-Ing. K. Hencky sowie Assistent Dr.-Ing. E. Schmidt.

München die Anregung zu einer eingehenden Untersuchung dieser Strahlungsmeßfehler gegeben. Im nachfolgenden sollen daher

A. auf Grund einer theoretischen Untersuchung
   I. die Größe der Strahlungsmeßfehler unter den verschiedensten Bedingungen ermittelt,
   II. Anordnungen zur Verringerung oder Vermeidung der Strahlungsmeßfehler angegeben und

B. die aus der Theorie gezogenen Schlüsse einer experimentellen Nachprüfung unterzogen werden.

In einem Anhang sollen die Einstellungsdauer von Thermometern, der Strahlungseinfluß der Beleuchtung und des menschlichen Körpers sowie die richtige Anordnung der Zimmerthermometer behandelt werden.

A. Theoretische Erörterung.

I. Formel zur Berechnung der Strahlungsmeßfehler.

1. Aufstellung der Formel.

Ein in einem Zimmer zur Messung der Lufttemperatur frei aufgehängtes Thermometer steht in einem dreifachen Wärmeaustausch mit seiner gesamten Umgebung. Solange nicht zufällig alle Stellen des Raumes dieselbe Temperatur wie das Thermometer haben, führen die unmittelbar anliegenden Luftschichten dem Thermometer 1. durch Leitung und 2. durch Konvektion Wärme zu oder entziehen ihm Wärme, während 3. alle ferner liegenden Gegenstände einen Teil ihrer Wärmeenergie in Form von meist unsichtbaren Wärmestrahlen dem Thermometer durch die Luft hindurch zusenden und umgekehrt auch Wärmestrahlen vom Thermometer her empfangen. Infolge des Wärmeaustausches tritt schließlich ein Gleichgewichtszustand ein, bei welchem in jedem Augenblick vom Thermometer derselbe Betrag an Wärme aufgenommen und abgegeben wird. Die Temperatur des Thermometers hat dann einen zwischen der Temperatur der umgebenden strahlenden Körper und der Lufttemperatur liegenden Wert, ihr Unterschied gegenüber der wahren Lufttemperatur soll als „Strahlungsmeßfehler" bezeichnet werden.

Es werde zunächst vorausgesetzt, daß in der Umgebung des Thermometers die Luft und alle Gegenstände die gleiche absolute Temperatur T_0 haben, mit Ausnahme eines einzigen Körpers, welcher die höhere Temperatur Θ besitzt und dessen Oberfläche, soweit sie vom Ort des Thermometers aus sichtbar ist, kurz als strahlende Fläche bezeichnet sei. Ein Element dF dieser Fläche strahlt nach dem Stephan-Boltzmannschen Gesetz stündlich die Gesamtenergie

$$dQ_s = C_1 dF\left(\frac{\Theta}{100}\right)^4 \qquad (1)$$

aus, wobei C_1 die Strahlungskonstante der Fläche bedeutet.

Diese Energie geht durch jede Halbkugelfläche von beliebigem Radius R, in deren Mittelpunkt sich das Flächenelement dF befindet, hindurch (s. Abb. 1). Die Bestrahlung eines Elementes δf dieser Halbkugelfläche unter dem Winkelabstand ψ von der Lotrechten zu dF ergibt sich andererseits

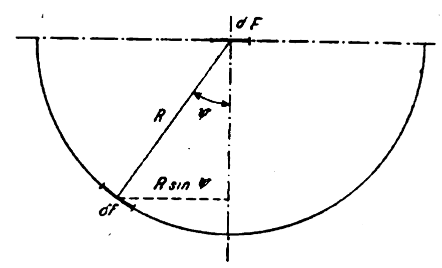


Abb. 1. Bestrahlung eines Flächenelementes df durch ein strahlendes Flächenelement dF im Abstand R.

unter Zuhilfenahme einer noch zu bestimmenden Größe C' nach dem Lambertschen Gesetz

$$\delta(dQ_s) = C'\frac{\delta f\, dF \cos\psi}{R^2}. \qquad (2)$$

Für δf wählen wir nun eine unendlich schmale, zur Mittelsenkrechten von dF symmetrisch gelegene Kugelzone, welche wegen $\psi =$ const. ein Flächenelement konstanter Bestrahlung bildet. Da somit

$$\delta f = 2\pi R^2 \sin\psi\,\delta\psi,$$

erhalten wir aus Gl. (2) nach Integration über die gesamte Halbkugel folgenden zweiten Ausdruck für die gesamte Strahlung des Flächenelementes dF:

$$dQ_s = C'\pi\, dF. \qquad (3)$$

Durch Gleichsetzen von (1) und (3) ergibt sich der gesuchte Wert von C':

$$C' = \frac{C_1}{\pi}\left(\frac{\Theta}{100}\right)^4. \qquad (4)$$

Die Strahlung, welche von einem Flächenelement dF senkrecht auf das Flächenelement δf auftrifft, ist demnach unter Berücksichtigung von (2) und (4):

$$\delta(dQ_s) = \frac{C_1}{\pi}\cdot\frac{\cos\psi}{R^2}\left(\frac{\Theta}{100}\right)^4 \delta f\, dF. \qquad (5)$$

Steht nun aber das bestrahlte Flächenstück δf nicht senkrecht zur Strahlungsrichtung, so tritt an seine Stelle die Projektion auf eine zum einfallenden Strahl senkrechte Ebene. Bei einem sehr kleinen bestrahlten Körper, für den $\cos\psi$ als konstant betrachtet werden kann, kann man daher an Stelle von δf unmittelbar die Projektion des ganzen Körperchens auf die genannte Ebene in Gl. (5) einsetzen. Diese Projektion auf die zur Strahlungs-

richtung senkrechte Ebene läßt sich auch auffassen als eine gedachte oder idealisierte senkrecht bestrahlte Fläche und soll daher im folgenden kurz als „senkrecht bestrahlte Fläche" bezeichnet werden.

Bei einer sehr kleinen bestrahlten Kugel vom Radius r, die das Thermometergefäß annähernd darstellen soll, ist diese „senkrecht bestrahlte Fläche" f gleich dem Kugelquerschnitt $r^2\pi$, also für alle Strahlungsrichtungen gleich groß. Daher ist es nun leicht, die Strahlungsenergie zu berechnen, welche eine ausgedehntere Kreisebene vom Radius P einer kleinen Kugel zusendet, die sich auf der Mittelsenkrechten der Ebene befindet (s. Abb. 2). Als

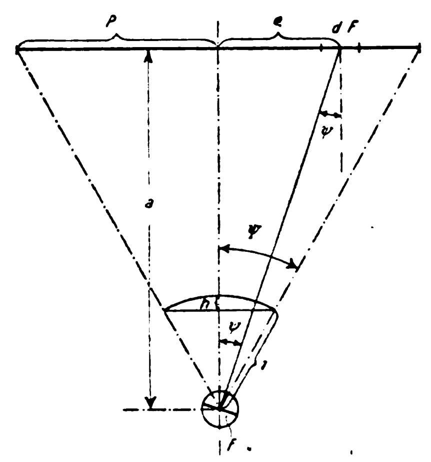


Abb. 2. Bestrahlung einer Kugel durch eine strahlende Kreisfläche.

strahlendes Element dF ist hier der unendlich schmale Kreisring vom Radius ϱ einzusetzen, d. h.

$$dF = 2\pi\varrho\, d\varrho\,.$$

Hierdurch ergibt sich aus Gl. (5):

$$dQ_s = \frac{C_1}{\pi}\,\frac{\cos\psi}{R^2}\left(\frac{\Theta}{100}\right)^4 f\, 2\pi\varrho\, d\varrho$$

oder, da nach Fig. 2 $\cos\psi = \frac{a}{R}$; $\varrho^2 = R^2 - a^2$ und hiernach $\varrho\, d\varrho = R\, dR$,

$$dQ_s = 2\,C_1 a f\left(\frac{\Theta}{100}\right)^4 \frac{dR}{R^2}\,.$$

Für die von der gesamten Kreisfläche stammende Strahlung ergibt sich hieraus durch Integration:

$$Q_s = 2\,C_1 f\left(\frac{\Theta}{100}\right)^4 [1 - \cos\Psi], \tag{6}$$

wobei Ψ den größten Wert von ψ bedeutet. Der Ausdruck (6) läßt sich noch etwas vereinfachen, indem man den räumlichen Winkel berechnet, unter welchem die erwähnte Kreisscheibe vom Ort der kleinen Kugel aus gesehen erscheint. Aus der zur bestrahlten kleinen Kugel konzentrisch gelegenen Einheitskugel (s. Fig. 2) schneidet der Kreiskegel, welcher den Kugelmittelpunkt als Spitze und die Kreisscheibe zur Basis hat, eine Kalotte aus, deren Flächeninhalt uns den räumlichen Winkel ergibt zu

$$\omega = 2\pi h = 2\pi(1 - \cos\Psi).$$

Gl. (6) läßt sich daher auch schreiben:

$$Q_s = \frac{C_1}{\pi} f\left(\frac{\Theta}{100}\right)^4 \omega\,. \tag{7}$$

Die zugestrahlte Energie ist also, geometrisch betrachtet, nur vom räumlichen Winkel ω abhängig. Dies gilt jedoch nicht nur von der Kreisfläche, sondern auch von jeder beliebig gestalteten anderen Fläche F, da man sich ja jede Fläche aus kleinen oder unendlich kleinen Kreisflächen, Kreisringen und Kreisringsektoren aufgebaut denken kann (s. Abb. 3) und auf derartige Flächenelemente selbst

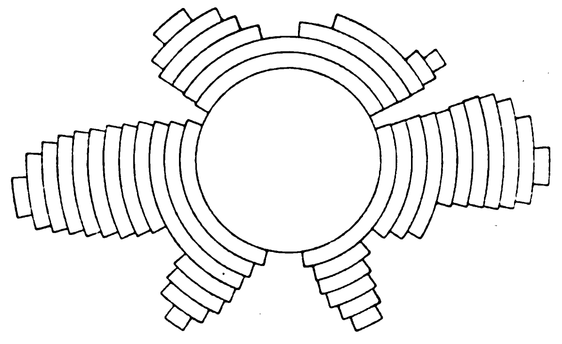


Abb. 3. Zerlegung einer beliebigen Figur in Kreisflächen, Kreisringflächen und Kreisringsektoren.

als Differenzen oder Bruchstücke von Kreisflächen Gl. (7) ohne weiteres anwendbar ist.

Hat man nach Gl. (7) die zugestrahlte Wärmemenge berechnet, so erhält man, wenn man mit C_2 die Strahlungskonstante der kleinen Kugel, mit C die des absolut schwarzen Körpers, also mit C_2/C das Absorptionsvermögen[6]) der kleinen Kugel bezeichnet, die von ihr stündlich absorbierte Energie zu

$$Q = \frac{\omega}{\pi}\,\frac{C_1 C_2}{C} f\left(\frac{\Theta}{100}\right)^4. \tag{8}$$

Hätte nun die strahlende Fläche statt der höheren Temperatur Θ wie alle übrigen Körper der Umgebung die Lufttemperatur T_0, so könnte die von ihr stammende absorbierte Strahlungsenergie

[6]) Nach dem Satz von **Kirchhoff** besteht zwischen dem Absorptionsvermögen a_x sowie dem Emissionsvermögen e_x eines beliebigen Körpers und dem Emissionsvermögen e des absolut schwarzen Körpers bei derselben Temperatur die Beziehung $a_x = \frac{e_x}{e}$. Da ferner nach dem **Stephan-Boltzmann**schen Gesetz $e_x = C_x\left(\frac{T}{100}\right)^4$ und $e = C\left(\frac{T}{100}\right)^4$, so ergibt sich $a_x = \frac{C_x}{C}$.

$$Q_0 = \frac{\omega}{\pi} \frac{C_1 C_2}{C} f \left(\frac{T_0}{100}\right)^4$$

eine Änderung des Temperaturzustandes der kleinen Kugel, die ja dann im Dauerzustande selbst die Temperatur T_0 besitzen würde, nicht herbeiführen. Der Strahlungsmeßfehler ist daher nur durch den Überschuß an Strahlungsaufnahme

$$Q_1 = Q - Q_0 = \frac{\omega}{\pi} \frac{C_1 C_2}{C} f \cdot \left[\left(\frac{\Theta}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_0}{100}\right)^4\right] \qquad (9)$$

bedingt.

Gleichgewichtszustand besteht nur, wenn dieser Überschuß an Wärmezufuhr von der kleinen Kugel gleichzeitig wieder nach außen abgegeben wird. Während die Zufuhr auf Strahlung beruht, setzt sich die Wärmeabgabe aus drei Teilen zusammen, aus Strahlung, Leitung und Konvektion, die jedoch in der Wärmeübergangszahl α [7]) zusammengefaßt werden. Beträgt die absolute Temperatur der kleinen Kugel T, so ergibt sich demnach die infolge ihrer Übertemperatur $(T - T_0)$ über die Lufttemperatur stündlich abgegebene Wärmemenge zu

$$Q_2 = \alpha\, O\, (T - T_0), \qquad (10)$$

wobei O die Kugeloberfläche bedeutet.

Die Gleichheit von Wärmezufuhr Q_1 und Wärmeabgabe Q_2 führt somit nach (9) und (10) für die Übertemperatur $\Delta t = T - T_0$ auf die Beziehung

$$\Delta t = \frac{\omega}{\pi \alpha} \frac{f}{O} \frac{C_1 C_2}{C} \left[\left(\frac{\Theta}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_0}{100}\right)^4\right]. \qquad (11)$$

Aus dieser Gleichung ließe sich der Strahlungsmeßfehler eines bestrahlten Thermometers sofort berechnen, falls das Quecksilbergefäß mit hinreichender Genauigkeit mit einer kleinen Kugel verglichen werden könnte. Da dies jedoch meist nicht zutrifft, ist es nötig, auch die besondere Gestalt des Thermometergefäßes zu berücksichtigen. Die auf S. 170 erwähnte Projektion des bestrahlten Körperchens auf eine zur Strahlungsrichtung senkrechte Ebene oder, wie wir kurz sagten, die „senkrecht bestrahlte Fläche“ f ist nämlich im allgemeinen für jede Strahlungsrichtung verschieden groß, so daß an Stelle des bei der Kugel konstanten Wertes f jetzt ein für den gegebenen Strahlungswinkel ω geeigneter Mittelwert f_m in Gl. (11) einzusetzen ist. Von Fall zu Fall muß, wie später gezeigt werden soll, dieser Mittelwert gesondert berechnet werden.

Zur Ableitung unserer Formel für den Strahlungsmeßfehler benötigen wir die Berechnung dieses Mittelwertes für den Fall, daß das Thermometergefäß aus dem Gesamt- oder Halbraum bestrahlt wird. Dieser Mittelwert soll mit f_m bezeichnet werden.

Nimmt man als Gestalt des Quecksilbergefäßes einen oben und unten durch Halbkugeln abgeschlossenen Kreiszylinder an (s. Abb. 4), so erscheint die Projektion in jeder Richtung zusammengesetzt aus zwei Halbkreisflächen $r^2\pi/2$ und einer Rechtecksfläche $f_0 = h_0 \cos \vartheta \cdot 2r$. Der Wert $2\frac{r^2\pi}{2}$ ist für alle Strahlungsrichtungen konstant und daher auf die Mittelbildung ohne Einfluß. Wir bilden daher das Mittel f_0' der Rechtecksprojektion f_0 im gesamten Raumwinkel 4π (siehe Fig. 4):

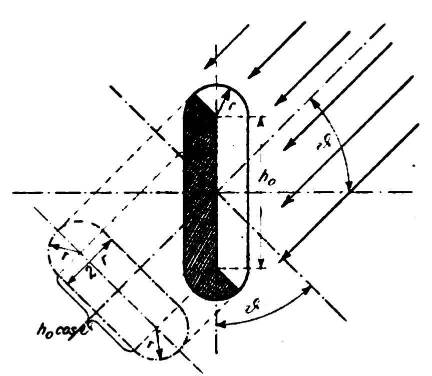


Abb. 4. Bestimmung der „senkrecht bestrahlten“ Fläche für einen durch Halbkugelflächen abgeschlossenen zylindrischen Körper.

$$f_0' = \frac{1}{4\pi} \int_{\vartheta=-\frac{\pi}{2}}^{\vartheta=+\frac{\pi}{2}} f_0\, d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\frac{\pi}{2}} f_0\, d\omega .$$

Dasselbe ergibt sich für den Halbraum.

Für $d\omega$ wählen wir eine unendlich schmale Kugelzone auf der Einheitskugel, die zur Mittellinie des Quecksilbergefäßes symmetrisch liegt, da für dieselbe f_0 konstant ist (Abb. 5). Hierdurch wird $d\omega = 2\pi \cos \vartheta\, d\vartheta$, und man erhält somit

$$f_0' = \frac{\pi}{2} h_0 r .$$

Hiernach ergibt sich für den strahlenden Halb- oder Gesamtraum die mittlere „senkrecht bestrahlte Fläche“ zu

$$f_m = f_0' + r^2\pi = r \cdot \pi \cdot \left(r + \frac{h_0}{2}\right) .$$

Da nun die Oberfläche des Quecksilbergefäßes die Größe

$$O = 4r\pi \left(r + \frac{h_0}{2}\right)$$

[7]) Unter Wärmeübergangszahl versteht man die stündlich von 1 qm der Oberfläche an die Luft bei 1° Temperaturunterschied übergehende Wärmemenge in kcal. Vgl. Hütte 23. Aufl. I, 381 oder Knoblauch-Hencky, Anleitung zu genauen technischen Temperaturmessungen. Oldenbourgs Technische Handbibliothek **22** (1919), 5.

hat, so gilt:

$$f_m = \frac{O}{4}, \tag{12}$$

d. h. „die mittlere senkrecht bestrahlte Fläche" ist für den Gesamt- und für den Halbraum gleich

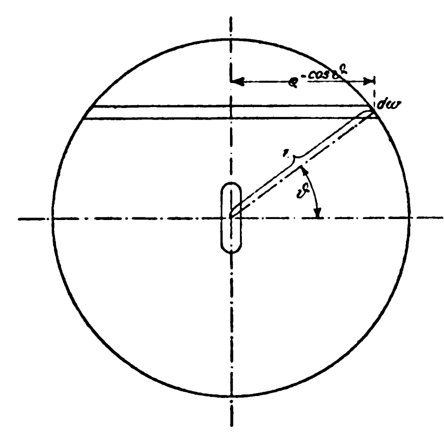


Abb. 5. Bestimmung der „mittleren senkrechten bestrahlten" Fläche im strahlenden Halb- oder Gesamtraum.

dem vierten Teil der Oberfläche des Quecksilbergefäßes.

Mit Hilfe dieser Beziehung (12) und durch Einführung von f_ω an Stelle von f erhält nun Gl. (11) folgende Form:

$$\left.\begin{array}{l} \Delta t = \left(\frac{\omega}{2\pi}\right) \cdot \left(\frac{f_\omega}{f_m}\right) \frac{1}{2\alpha} \frac{C_1 \cdot C_2}{C} \cdot \\ \cdot \left[\left(\frac{\Theta}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_0}{100}\right)^4\right]. \end{array}\right\} \tag{13}$$

Die Werte $\omega/2\pi$ und f_ω/f_m, die wir kurz mit φ und ν bezeichnen wollen, sind reine Verhältniszahlen. $\varphi = \frac{\omega}{2\pi}$ ist das Verhältnis des räumlichen Strahlungswinkels ω zum räumlichen Winkel des Halbraumes 2π und wird von Mollier[8]) „räumliches Winkelverhältnis" genannt. $\nu = \frac{f_\omega}{f_m}$ ist das Verhältnis der „mittleren senkrecht bestrahlten Fläche" f_ω im gegebenen Strahlungswinkel ω zur mittleren senkrecht bestrahlten Fläche f_m des Halbraumes 2π und soll daher in Analogie zum Winkelverhältnis als „Flächenverhältnis" bezeichnet werden. Durch Einführung von φ und ν in Gl. (13) nimmt die Formel für den Strahlungsmeßfehler folgende endgültige Gestalt an:

$$\Delta t = \frac{\varphi \nu}{2\alpha} \cdot \frac{C_1 C_2}{C} \left[\left(\frac{\Theta}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_0}{100}\right)^4\right]. \tag{14}$$

Der Strahlungsmeßfehler ist also außer von der Temperatur Θ der strahlenden Fläche, der Lufttemperatur T_0 und den Strahlungskonstanten abhängig von der Wärmeübergangszahl α, vom räumlichen Winkelverhältnis φ und vom Flächenverhältnis ν. C_2/C ist das Absorptionsvermögen des Thermometergefäßes, C_1 die Strahlungskonstante der strahlenden Fläche.

Von der Wärmeübergangszahl α, dem Winkelverhältnis φ sowie dem Flächenverhältnis ν handeln die folgenden drei Abschnitte.

2. Bestimmung der Hilfsgrößen α, φ, ν.

α) Wärmeübergangszahl α.

Hergesell[9]) hat bereits ein Verfahren beschrieben, welches auf Grund experimenteller Abkühlungskurven die Wärmeübergangszahl α von Thermometern zu berechnen gestattet. Dementsprechend wurden Thermometer verschiedener Größe durch die Hand erwärmt und während ihrer Abkühlung in freier Luft von Minute zu Minute abgelesen. Nach Hergesell[10]) kann hierbei die Augenblickstemperatur t des Thermometers bei der Lufttemperatur t_0 dargestellt werden durch die Differentialgleichung:

$$t = t_0 - \beta \frac{dt}{dz},$$

worin β eine Konstante und z die Zeit bedeutet. Durch Integration dieser Gleichung erhält man

$$t - t_0 = c_0 e^{-\frac{z}{\beta}}, \tag{15}$$

worin c_0 die Integrationskonstante ist. Die Abkühlung geht um so langsamer vor sich, je größer β ist. H. Hergesell hat daher β als Trägheitskoeffizient bezeichnet. Durch Anwendung von Gl. (15) auf zwei beobachtete Temperatureinstellungen t_1 und t_2 zu den Zeitpunkten z_1 und z_2 während der Abkühlung erhält man:

$$\beta = \frac{z_2 - z_1}{\ln\left(\frac{t_1 - t_0}{t_2 - t_0}\right)}. \tag{16}$$

Aus β können wir nun die Wärmeübergangszahl α leicht berechnen. Denn nach Hergesell kann man setzen:

[8]) Siehe R. Mollier, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. **41** (1897), 161.

[9]) H. Hergesell, Die Ergebnisse der ersten internationalen Ballonfahrt. Meteorol. Zeitschr. 1897, 121. — Derselbe, Theoretische und experimentelle Untersuchungen über das Verhalten von Thermometern, insbesondere solchen, die schnell wechselnden Temperaturen ausgesetzt sind. Meteorol. Zeitschr. 1897, 433.

[10]) Meteorol. Zeitschr. 1897, 126, 127, 439. — Während wir uns der in der Technik üblichen Bezeichnungen bedienen, hat Hergesell sich an die Bezeichnungsweise der Physiker gehalten, weshalb er die nachfolgenden Gleichungen in der Form $U = \varphi - \alpha_0 \frac{dU}{dt}$ und $U - \varphi = c_0 e^{-\frac{t}{\alpha_0}}$ angegeben hat.

$$\beta = \frac{W}{\alpha \cdot O},\ ^{11})$$

wenn wir unter W die Wärmekapazität, unter O die Oberfläche des Thermometergefäßes verstehen. Wir finden somit

$$\alpha = \frac{W}{O \cdot \beta}. \qquad (17)$$

Hat das Thermometergefäß die Höhe h und den Durchmesser d, so ist die Oberfläche

$$O = h\,d\,\pi \quad [\mathrm{cm}^2]. \qquad (18)$$

Die Wärmekapazität W von Quecksilbergefäßen verschiedener Größe setzen wir dem Volumen derselben proportional und daher angenähert $W = C \cdot hd^2$; die Konstante C wurde durch genaue Berechnung von W für ein bestimmtes Thermometergefäß, dessen Glasdicke bekannt war, ermittelt. Hierdurch ergab sich

$$W = 0{,}328\,hd^2 \quad [\mathrm{cal}/^0\mathrm{C}]. \qquad (19)$$

Mit Hilfe dieser Gleichungen (16) bis (19) errechneten sich aus den an vier Thermometern beobachteten Abkühlungskurven folgende Werte für die Wärmeübergangszahl α:

Tabelle 1.

	Beckmann-Thermometer	Thermometer C Nr. 13	Thermometer F 72	Kleines Thermometer
Durchmesser d [cm] .	1,18	0,72	0,55	0,4
$1/d$ [cm^{-1}]	0,848	1,39	1,82	2,5
Wärmeübergangszahl α $\left[\frac{\mathrm{kcal}}{\mathrm{m}^2\,\mathrm{Std.}\,^0\mathrm{C}}\right]$ . . .	12,81	14,69	15,64	17,35

Trägt man α abhängig von $1/d$ graphisch auf (Abb. 6), so ergibt sich mit guter Annäherung eine gerade Linie, deren analytische Darstellung folgende empirische Gleichung für die Wärmeübergangszahl α liefert:

$$\alpha = 10{,}7 + \frac{2{,}7}{d}\left[\frac{\mathrm{kcal}}{\mathrm{m}^2\,\mathrm{Std.}\,^0\mathrm{C}}\right], \qquad (20)$$

wobei der Durchmesser d in cm einzusetzen ist. Diese Gesetzmäßigkeit wurde zwar nur an vertikal hängenden Thermometern festgestellt, doch werden wir sie später ohne merklichen Fehler auch bei wagerechter Thermometerlage anwenden.[12])

Zur Bestimmung der Wärmeübergangszahl nach Gl. (20) genügt es also, den Durchmesser des Thermometergefäßes (falls er veränderlich sein sollte, den mittleren Durchmesser) abzumessen.

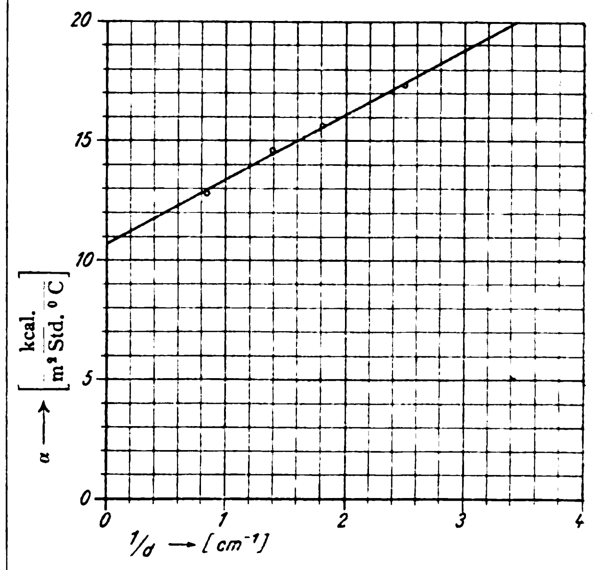


Abb. 6. Wärmeübergangszahl α für Quecksilbergefäße verschiedener Größe. d = Gefäßdurchmesser.

Formel (20) ist auch auf Thermoelemente anwendbar. Für ein Thermoelement von in Abb. 7 dargestelltem Querschnitt errechnet sich, bezogen auf den inhaltsgleichen Kreisquerschnitt, ein mittlerer Durchmesser von $d = 0{,}107$ cm. Hiermit ergibt sich nach Formel (20):

$$\alpha = 35{,}9\left[\frac{\mathrm{kcal}}{\mathrm{m}^2\,\mathrm{Std.}\,^0\mathrm{C}}\right]. \qquad (21)$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen von Grassi, aus denen sich für

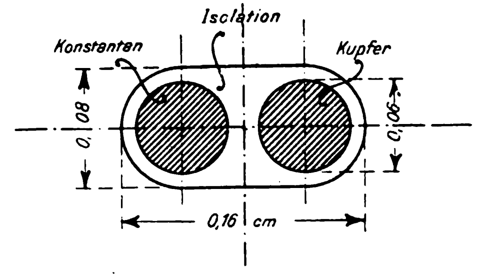


Abb. 7. Schnitt durch ein Thermoelement.

in Luft horizontal gespannte Kupferdrähte von 1,05 mm Durchmesser, die mit grüner Seide auf 1,2 mm umsponnen sind, eine Wärmeübergangszahl α von $34{,}4\left[\frac{\mathrm{kcal}}{\mathrm{m}^2\,\mathrm{Std.}\,^0\mathrm{C}}\right]$ errechnen läßt.[13])

[11]) Hergesell schreibt hierfür: $\alpha_0 = \frac{Mc}{h \cdot S}$, wobei α_0 den Trägheitskoeffizienten, M die Masse, c die spezifische Wärme, h die sog. äußere Wärmeleitzahl, S die Oberfläche des Thermometergefäßes bedeutet.

[12]) Eine ähnliche Gleichung für horizontale Kupferdrähte gibt Peclet an. Siehe J. Teichmüller, Die Erwärmung der elektrischen Leitung (Stuttgart, bei Enke) 1905, 18 und 32.

[13]) Siehe J. Teichmüller (vgl. Anm. 12), 41 (α wurde aus der Angabe $c = 0{,}178$ berechnet).

β) Winkelverhältnis φ.

Im vorhergehenden wurde das Winkelverhältnis φ definiert als das Verhältnis des räumlichen Winkels ω, unter dem die strahlende Fläche vom Meßinstrument aus gesehen erscheint, zum räumlichen Winkel 2π des Halbraumes. Die Berechnung von φ, die auf Grund seiner Definition von Fall zu Fall gesondert durchgeführt werden muß, soll an zwei Beispielen gezeigt werden.

Zunächst soll das Winkelverhältnis φ für verschiedene Punkte (Meßstellen) auf der Mittelsenkrechten einer strahlenden Kreisfläche vom Durchmesser D berechnet werden. Legt man (Abb. 8)

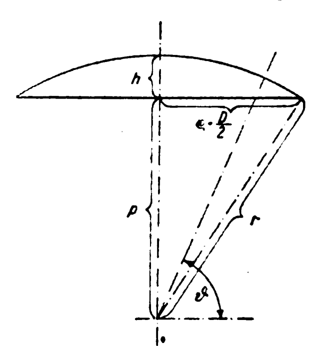


Abb. 8. Bestimmung des räumlichen Winkelverhältnisses φ bei Bestrahlung durch eine Kreisfläche.

um den fraglichen Punkt, der von der Kreisfläche den Abstand p habe, als Mittelpunkt eine Kugel durch den Rand der Scheibe, so erhält man φ als das Verhältnis der abgeschnittenen Kalotte zur Oberfläche der Halbkugel. Es ist dann

$$\text{Kalotte} = 2r\pi\cdot h = 2r^2\pi\left(1-\frac{p}{\sqrt{p^2+\varrho^2}}\right),$$

$$\text{Halbkugelfläche} = 2r^2\pi.$$

Demnach ergibt sich

$$\varphi = 1-\frac{p}{\sqrt{p^2+\left(\frac{D}{2}\right)^2}}. \qquad (22)$$

Nimmt man z. B. $D = 32$ cm an, so ergibt sich für die Punkte im verschiedenen Abstande p folgende kleine Tabelle für φ.

Tabelle 2.

Winkelverhältnis φ für eine Kreisscheibe von 32 cm Durchmesser.

$p =$	7,3 cm	11,1	20,0	30,0	50,0	70,0	100,0
$\varphi =$	0,586	0,430	0,218	0,117	0,047	0,024	0,012

Als zweites Beispiel denken wir uns eine senkrechte strahlende Fläche von quadratischer Gestalt, z. B. einen Flächenheizkörper von gleicher Höhe und Breite, und suchen für jeden Punkt P auf der wagerechten Mittelebene das räumliche Winkelverhältnis φ (Abb. 9). Die wagerechte Mittelebene

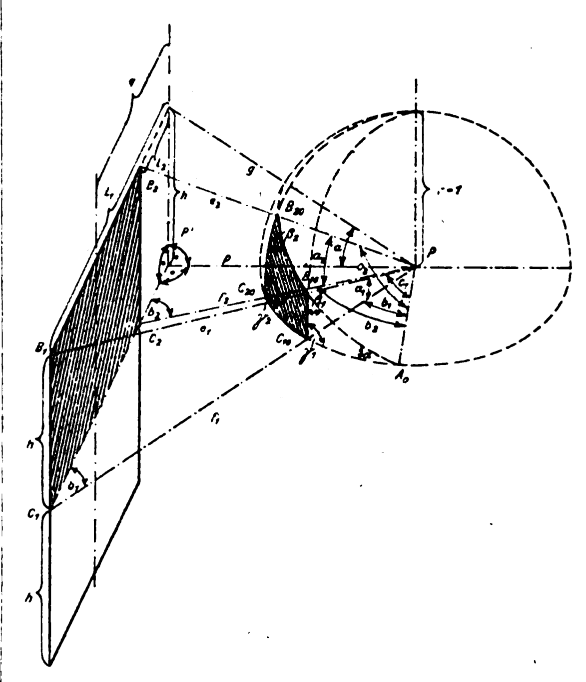


Abb. 9. Ermittlung des Winkelverhältnisses φ für ein Quadrat.

teilt die quadratische Fläche in zwei symmetrische und inhaltsgleiche Rechtecke. Der räumliche Winkel des oberen Rechteckes $B_1\,C_1\,C_2\,B_2$ stellt sich dar als dessen Projektion $B_{10}\,C_{10}\,C_{20}\,B_{20}$ auf die Einheitskugel um P als Mittelpunkt. Der Flächeninhalt dieser Projektion ist gleich der Differenz aus den beiden Kugeldreiecken $A_0\,B_{20}\,C_{20}$ und $A_0\,B_{10}\,C_{10}$. Da sich aber die Fläche eines sphärischen Dreiecks zur Fläche der Halbkugel wie sein sphärischer Exzeß zu 360^0 verhält, so ergibt dieses Verhältnis ohne weiteres das Winkelverhältnis φ des betreffenden Dreiecks. Für Dreieck $A_0\,B_{10}\,C_{10}$ ist daher

$$\varphi_1 = \frac{\alpha+\beta_1+\gamma_1-180^0}{360^0}$$

und für Dreieck $A_0\,B_{20}\,C_{20}$

$$\varphi_2 = \frac{\alpha+\beta_2+\gamma_2-180^0}{360^0}.$$

Demnach erhält man für die Rechtecksprojektion und ebenso für die Rechtecksfläche selbst, wenn man berücksichtigt, daß $\gamma_1 = \gamma_2 = 90^0$ ist,

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\beta_2-\beta_1}{360^0}.$$

Das Winkelverhältnis der doppelt so großen quadratischen Platte ist daher

$$\varphi = \frac{\beta_2-\beta_1}{180^0}. \qquad (23)$$

Bezeichnet man mit a_1, b_1, c_1 die Seiten des sphärischen Dreiecks $A_0 B_{10} C_{10}$, mit p das Lot von P auf die Quadratebene, mit $e_1, e_2, f_1, f_2, g, h, l_1, l_2$ die in Abb. 9 ersichtlichen Strecken, so gilt nach dem sphärischen sin-Satz

$$\sin \beta_1 = \frac{\sin \alpha \sin b_1}{\sin a_1}; \qquad (24)$$

ferner ergibt sich aus Fig. 9

$$\sin \alpha = \frac{h}{g}; \quad \sin b_1 = \frac{p}{f_1}; \quad \sin a_1 = \frac{h}{e_1}.$$

Durch Einsetzen dieser Werte in Gl. (24) erhält man

$$\sin \beta_1 = \frac{p \cdot e_1}{g f_1} \qquad (25)$$

und entsprechend

$$\sin \beta_2 = \frac{p \cdot e_2}{g f_2}. \qquad (26)$$

Durch Anwendung der Formeln (23), (25) und (26) auf ein Quadrat von der Seitenlänge 1 ergeben sich für die Mittelebene die in Abb. 10 dargestellten Werte von φ.

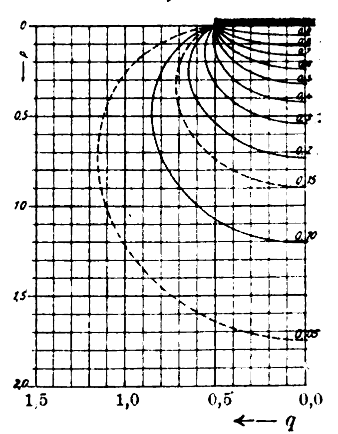


Abb. 10. Kurven konstanten Winkelverhältnisses φ auf der Mittelebene eines Quadrates.

γ) Flächenverhältnis v.

v wurde definiert als das Verhältnis der „mittleren senkrecht bestrahlten Fläche" f_ω im wirklichen Strahlungswinkel ω zur mittleren senkrecht bestrahlten Fläche f_m im gesamten Halbraum 2π. Als Beispiel zur Berechnung von v wollen wir hier nur die strahlende Kreisfläche in Betracht ziehen, auf deren Mittelsenkrechten sich das Thermometergefäß befinden soll, und uns auf die beiden Sonderfälle beschränken, daß die Thermometerachse entweder parallel oder senkrecht zur strahlenden Fläche gerichtet ist.

Bei paralleler Thermometerlage soll v durch ein Näherungsverfahren abgeschätzt werden. Man denke sich die Kreisfläche durch das inhaltsgleiche Quadrat mit zwei zur Thermometerachse parallelen Seiten, deren Länge $2a = \frac{D}{2}\sqrt{\pi}$ beträgt, ersetzt (Abb. 11) und nehme an, daß v für das Quadrat denselben Wert hat wie für die Kreisfläche. Zieht man innerhalb des Quadrates verschiedene Parallele zur Thermometerachse, so läßt sich für jede

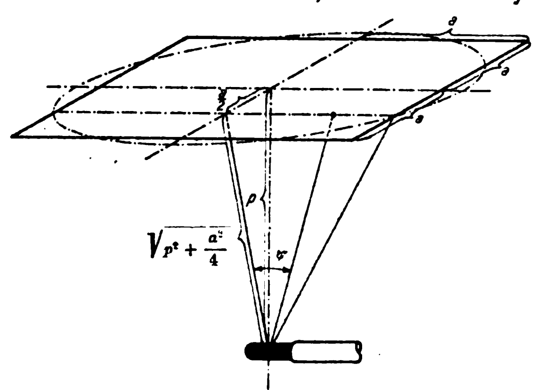


Abb. 11. Bestrahlung eines Quecksilbergefäßes durch eine Quadratfläche.

ein Mittelwert über die ihren einzelnen strahlenden Punkten entsprechende „senkrecht bestrahlte Fläche" f des Thermometergefäßes bestimmen. Infolge des verschiedenen Abstandes des Thermometergefäßes von den verschiedenen Parallelen ist dieser Mittelwert verschieden groß, wie folgende Überlegung zeigt: Die von den Endpunkten der Mittellinie des Quadrates ausgehenden Strahlen treffen auf das Thermometergefäß unter kleinerem Winkel (gegen die Thermometerachse) auf als die von den Endpunkten der Quadratseite stammenden und daher ist auch im ersten Fall die „senkrecht bestrahlte Fläche" f des Thermometergefäßes kleiner als im zweiten Fall. Da diese Betrachtung auch für alle anderen einander entsprechenden Punkte dieser beiden Linien gilt, so ist auch der Mittelwert von f für die Mittellinie kleiner als für die Quadratseite. Um einen für das ganze Quadrat brauchbaren Mittelwert zu erhalten, führen wir daher die Berechnung für eine in der Mitte zwischen der Mittellinie und einer Quadratseite gelegenen Parallele durch (Abb. 11), wobei der Mittelbildung nicht ein räumlicher Winkel, sondern der ebene Winkel ψ zugrunde zu legen ist. Für das rechteckige Mittelstück $f_0 = 2 h_0 r \cos \psi$ (Abb. 4, S. 172) der „senkrecht bestrahlten Fläche" des Thermometergefäßes ergibt sich als Mittelwert

$$(f_0')_{\text{parallel}} = \frac{\int_0^{\psi_{max}} (2 h_0 r \cos \psi)\, d\psi}{\int_0^{\psi_{max}} d\psi} = \frac{2 h_0 r \,[\sin \psi]_0^{\psi_{max}}}{\operatorname{arc\,tg} \dfrac{a}{\sqrt{p^2 + \frac{a^2}{4}}}}$$

wobei

$$\operatorname{tg} \psi_{\max} = \frac{a}{\sqrt{p^2 + \frac{a^2}{4}}}$$

oder, da für die obere Grenze

$$\sin \psi_{\max} = \frac{\operatorname{tg} \psi_{\max}}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \psi_{\max}}} = \frac{a}{\sqrt{p^2 + \frac{5}{4} a^2}},$$

so ergibt sich

$$(f_0')_{\text{parallel}} = \frac{2 h_0 r a}{\left(\operatorname{arc\,tg} \frac{a}{\sqrt{p^2 + \frac{a^2}{4}}}\right) \sqrt{p^2 + \frac{5}{4} a^2}} .$$

Durch Addition der kleinen unveränderlichen Halbkreisprojektionen (Abb. 4) erhält man somit für die gesamte Flächenprojektion als Mittelwert

$$f_{\text{parallel}} = r^2 \pi + \frac{2 h_0 r a}{\left(\operatorname{arc\,tg} \frac{a}{\sqrt{p^2 + \frac{a^2}{4}}}\right) \sqrt{p^2 + \frac{5}{4} a^2}}$$

und demnach

$$\left.\begin{aligned} \nu_{\text{parallel}} &= \frac{f_{\text{parallel}}}{f_m} = \frac{1}{f_m} \\ &\times \left[r^2 \pi + \frac{2 h_0 r a}{\left(\operatorname{arc\,tg} \frac{a}{\sqrt{p^2 + \frac{a^2}{4}}}\right) \sqrt{p^2 + \frac{5}{4} a^2}} \right] \cdot \end{aligned}\right\} \quad (27)$$

Für die senkrechte Lage der Thermometerachse zur Kreisebene ist die exakte Berechnung von ν leicht durchführbar. Nach Abb. 4, 5 und 8 ergibt sich ähnlich wie S. 172

$$(f_0')_{\text{senkr.}} = \frac{1}{\omega} \int_{\cot \vartheta = \frac{D}{2p}}^{\pi/2} f_0 \, d\omega$$

$$= \frac{2\pi}{\omega} h_0 r \left[\frac{\pi}{2} - \operatorname{arc} \vartheta - \sin \vartheta \cos \vartheta \right] \cdot$$

$$\text{mit } \cot \vartheta = \frac{D}{2p}$$

Danach wird, da $\frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{\varphi}$,

$$f_{\text{senkr.}} = r^2 \pi + \frac{h_0 r}{\varphi} \left[\frac{\pi}{2} - \operatorname{arc} \vartheta - \sin \vartheta \cos \vartheta \right],$$

$$\text{mit } \cot \vartheta = \frac{D}{2p}$$

und somit

$$\left.\begin{aligned} \nu_{\text{senkr.}} &= \frac{f_{\text{senkr.}}}{f_m} = \frac{1}{f_m} \\ &\times \left(r^2 \pi + \frac{h_0 r}{\varphi} \left[\frac{\pi}{2} - \operatorname{arc} \vartheta - \sin \vartheta \cos \vartheta \right] \right) \cdot \\ &\text{mit } \cot \vartheta = \frac{D}{2p} \end{aligned}\right\} \quad (28)$$

Für eine Kreisfläche vom Durchmesser $D = 32$ cm und ein Quecksilbergefäß von der Höhe $h = 2{,}5$ cm und vom Radius $r = 0{,}36$ cm führt die zahlenmäßige Durchrechnung auf folgende Werte:

Tabelle 3.
Flächenverhältnis ν für das Quecksilberthermometer.

Abstand p v. d. Kreisfläche	ν_{parallel}	$\nu_{\text{senkr.}}$
7,3 cm	1,083	0,882
11,1	1,091	0,811
20,0	1,140	0,678
30,0	1,166	0,621
50,0	1,183	0,481
70,0	1,189	0,440
100,0	1,190	0,394

Formel (27) und (28) sind auch auf das Thermoelement anwendbar. Unter Vernachlässigung von $r^2 \pi$, das hier sehr klein ist, und mit

$$f_m = \frac{O}{4} = \frac{h_0 r \pi}{2}$$

erhält man nach (27):

$$\nu_{\text{parallel}} = \frac{4}{\pi} \frac{a}{\left(\operatorname{arc\,tg} \frac{a}{\sqrt{p^2 + \frac{a^2}{4}}}\right) \sqrt{p^2 + \frac{5}{4} a^2}}$$

und nach (28):

$$\nu_{\text{senkr.}} = \frac{2}{\pi \varphi} \left[\frac{\pi}{2} - \operatorname{arc} \vartheta - \sin \vartheta \cos \vartheta \right]$$

$$\text{mit } \cot \vartheta = \frac{D}{2p} .$$

3. Beispiel für die Größe der Strahlungsmeßfehler.

Einen Überblick über die Größe der Strahlungsmeßfehler erhält man aus folgender Tabelle, die nach Formel (14) 1. für den Fall allseitiger Bestrahlung oder Abstrahlung (z. B. kalte Wände, Fenster und Türen bei höherer Lufttemperatur), also für $\varphi = \frac{4\pi}{2\pi} = 2$, und 2. für den Fall einer strahlenden quadratischen Platte ($\varphi \leqq 1$) für ein Thermometer von $d = 0{,}55$ cm Gefäßdurchmesser berechnet wurde. ν, dessen Wert in Wirklichkeit bald größer bald kleiner als 1 ist (Tab. 3), wurde

hier gleich 1, q (Abb. 9 u. 10) gleich 0 (Thermometerlage auf der Mittelsenkrechten zur Quadratfläche!) gesetzt.

Tabelle 4.

Theoretische Strahlungsmeßfehler für ein Quecksilberthermometer von $d = 0{,}55$ cm Gefäßdurchmesser.

Lufttemperatur $t_0 = 20^0$ C; $\nu = 1$; $q = 0$.
Einheit für den Abstand p von der Quadratebene = Länge der Quadratseite.

Temperatur der strahlenden Fläche	Allseitig bestrahlt	Strahlende Quadratfläche: $C_1 = 4{,}3$ (angenommen für Gußeisen)			
	$C_1 = C = 4{,}7$ [14]	$p = 0{,}11$ [15]	$p = 0{,}55$	$p = 1{,}23$	$p = 2{,}00$
$\vartheta =$	$\varphi = 2$	$\varphi = 0{,}8$	$\varphi = 0{,}3$	$\varphi = 0{,}1$	$\varphi = 0{,}0395$
0^0 C	$-5{,}22^0$	$-2{,}12^0$	$-0{,}71^0$	$-0{,}24^0$	$-0{,}09^0$
10	$-2{,}74$	$-0{,}99$	$-0{,}37$	$-0{,}12$	$-0{,}05$
20	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
30	3,05	1,09	0,41	0,14	0,05
40	6,40	2,30	0,86	0,29	0,11
60	14,00	5,04	1,89	0,63	0,25
80	23,40	8,44	3,16	1,05	0,42
100	34,45	12,40	4,65	1,55	0,61
200	122,70	44,15	16,55	5,52	2,18

Hiernach würde man z. B. in einem geheizten Zimmer, dessen Wände eine Temperatur von $\vartheta = 10^0$ C besitzen und in dem die Lufttemperatur an der Meßstelle in Wirklichkeit 20^0 C beträgt, mit einem Thermometer von 0,55 cm Gefäßdurchmesser unabhängig von der Stelle, an der das Thermometer aufgehängt wird, die Lufttemperatur um $2{,}74^0$ C zu niedrig ablesen. Dagegen würde bei einem Flächenheizkörper von 1 m Höhe und Breite, der eine Temperatur von 60^0 C besitzt, dieselbe Lufttemperatur in 11 cm Abstand um $5{,}04^0$ C, in 55 cm Abstand um $1{,}89^0$ C, in 1,23 m Abstand um $0{,}63^0$ C und in 2 m Abstand um $0{,}25^0$ C zu hoch erscheinen. Entsprechend würden sich bei einem ebenso großen Heizkörper von 100^0 C an den genannten Stellen Strahlungsmeßfehler von 12,4, 4,65, 1,55 und $0{,}61^0$ C ergeben. Diese Werte gelten nur für das genannte Thermometer; für Thermometer mit dünnerem Quecksilbergefäß, bei denen nach Formel (20) (S. 174) α größer ist, erhält man nach Formel (14) (S. 172) etwas kleinere Strahlungsmeßfehler, weshalb im allgemeinen die Anwendung von Thermometern mit möglichst dünnem Quecksilbergefäß dringend zu empfehlen ist.

Die Strahlungsmeßfehler können also sehr erheblich werden. Ihre Vernachlässigung würde daher, selbst bei sehr geringen Anforderungen an die Genauigkeit, zahlreiche Messungen völlig wertlos erscheinen lassen oder, was noch schlimmer ist, bei der Auswertung der Versuchsergebnisse zu unverantwortlichen Fehlschlüssen Veranlassung geben.

[14]) Annahme vollkommener Hohlraumstrahlung.

[15]) Hat die strahlende Fläche z. B. 1 m Höhe und Breite, so ist auch p in m zu messen.

II. Anordnungen zur Verringerung oder Vermeidung der Strahlungsmeßfehler.

1. Verkleinerung der Strahlungskonstante des Meßinstrumentes.

Ein Mittel, um dem schädlichen Einfluß der Strahlung zu entgehen, ist neben der auf S. 169 erwähnten Anwendung strahlungsgeschützter Thermometer die künstliche Verkleinerung der Strahlungskonstanten C_2 (s. S. 171) des Thermometergefäßes bzw. des strahlungsempfindlichen Teiles eines beliebigen Temperaturmeßgerätes. Dies kann z. B. durch Vergoldung, Versilberung oder Vernicklung erreicht werden, da Gold und Silber von den langwelligen Wärmestrahlen nur etwa 2%, Nickel etwa 5% absorbiert.[16])

Durch Veränderung von C_2 wird, wie aus nachstehendem folgt, auch die Wärmeübergangszahl α geändert und daher ist auch Formel (20), die nur für Quecksilberthermometer mit freier Glasoberfläche gilt, entsprechend zu erweitern. α läßt sich in zwei Teile zerlegen, in α_k entsprechend dem Anteil der Konvektion und Leitung und in α_s entsprechend dem Anteil der Strahlung,

$$\alpha = \alpha_k + \alpha_s .$$

Die stündlich von 1 qm der Oberfläche durch Strahlung übergehende Wärmemenge ist

$$C_2 \left[\left(\frac{T}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_0}{100} \right)^4 \right]$$

oder auch $\alpha_s (T - T_0)$. Durch Vergleich dieser beiden Ausdrücke wird

$$\alpha_s = C_2 \frac{\left(\frac{T}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_0}{100} \right)^4}{T - T_0} = C_2 c ,$$

worin T die absolute Thermometertemperatur, T_0 die Lufttemperatur und c den sog. Temperaturfaktor

$$c = \frac{\left(\frac{T}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_0}{100} \right)^4}{T - T_0} \quad {}^{17)}$$

bedeutet. Hierdurch ergibt sich schließlich

$$\alpha = \alpha_k + C_2 \cdot c .$$

Der Wert von c ist für Temperaturen in der Nähe von 20^0 C sehr nahe gleich 1. Wendet man die letzte Gleichung auf gewöhnliche Quecksilberthermometer ($C_2 = 4{,}4$) an, so ergibt sich durch Vergleich mit Gl. (20) (S. 174)

[16]) Vgl. F. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik. 14. A. 1923, 780, Tab. 27 ($\lambda \sim = 10\ \mu$!).

[17]) S „Hütte“, 23. A., 1920, 392.

$$\alpha = \alpha_k + 4{,}4 \cdot 1 = 10{,}7 + \frac{2{,}7}{d}.$$

Da somit

$$\alpha_k = 6{,}3 + \frac{2{,}7}{d},$$

so erhält man schließlich

$$\alpha = 6{,}3 + C_2 + \frac{2{,}7}{d} \left[\frac{\text{kcal}}{\text{m}^2\,\text{Std.}\,{}^0\text{C}}\right]. \quad (20\text{a})$$

Bringt man nun an einem Thermometer von $d = 0{,}55$ cm Gefäßdurchmesser einen Gold- oder Silberüberzug an, wofür, entsprechend einem Absorptionsvermögen von etwas über $2\,^0/_0$, $C_2 = 0{,}1$ zu setzen ist, so ergibt sich nach Formel (20a)

$$\alpha = 11{,}31 \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2\,\text{Std.}\,{}^0\text{C}}$$

(gegenüber $\alpha = 15{,}64$ bei freier Glasoberfläche). Mit diesen Werten von C_2 und α errechnen sich nach Formel (14) folgende Strahlungsmeßfehler für das vergoldete oder versilberte Thermometer.

Tabelle 5.

Theoretische Strahlungsmeßfehler für ein Quecksilberthermometer ($d = 0{,}55$ cm) mit vergoldeter oder versilberter Glasoberfläche ($C_2 = 0{,}1$).

Lufttemperatur $t_0 = 20^0$ C; $\nu = 1$; $q = 0$.
Einheit für den Abstand p von der Quadratebene = Länge der Quadratseite.

Temperatur der strahlenden Fläche	Allseitig bestrahlt	Strahlende Quadratfläche: $C_1 = 4{,}23$ (angenommen für Gußeisen)			
	$C_1 = C = 4{,}7$	$p = 0{,}11$	$p = 0{,}55$	$p = 1{,}23$	$p = 2{,}00$
$\vartheta =$	$\varphi = 2$	$\varphi = 0{,}8$	$\varphi = 0{,}3$	$\varphi = 0{,}1$	$\varphi = 0{,}0395$
10° C	−0,086°	−0,031°	−0,012°	−0,004°	−0,002°
40	0,201	0,072	0,027	0,009	0,003
60	0,440	0,158	0,054	0,019	0,008
100	1,081	0,390	0,146	0,049	0,019
200	3,860	1,384	0,520	0,173	0,069

Die Meßfehler eines vergoldeten oder versilberten Thermometers sind also so gering, daß sie in den meisten technischen Fällen ganz vernachlässigt werden können. Sie betragen im vorliegenden Falle nur $3{,}14\,^0/_0$ von den Strahlungsmeßfehlern eines Thermometers mit freier Glasoberfläche. Den direkten Sonnenstrahlen oder sonstigen kurzwelligen Strahlen dürfte jedoch ein solches Thermometer nicht ausgesetzt werden, da das Absorptionsvermögen von Gold und Silber für sichtbare Strahlen erheblich größer ist als für die langwelligen Wärmestrahlen.

2. Anwendung eines Doppelthermometers mit verschiedenen Strahlungskonstanten.

Wenngleich die Anwendung vergoldeter oder versilberter Thermometer eine erhebliche Verbesserung in der Bestimmung von Lufttemperaturen bedeutet, so können doch ihre Angaben bei besonders hohen Temperaturen und großer Nähe der strahlenden Körper sowie bei sehr genauen Messungen nicht ohne weiteres als richtig angesehen werden (vgl. Tab. 5). Verwendet man aber zwei Thermometer mit verschiedenen Strahlungskonstanten (s. Abb. 12), so lassen sich aus deren Angaben, wie folgende Überlegung zeigt,

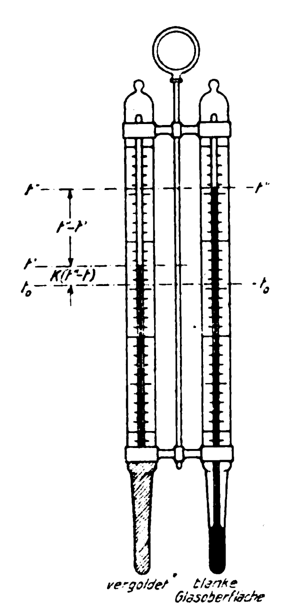


Abb. 12. Doppelthermometer zur Bestimmung der wahren Lufttemperatur.

die Strahlungsmeßfehler sehr einfach und genau berechnen.

Das eine Thermometer habe die Strahlungskonstante C_2' und die Wärmeübergangszahl α', das zweite C_2'' und α''. Bezeichnet man ferner die angezeigten Temperaturen mit t' und t'' und dementsprechend die Meßfehler mit $\Delta t'$ und $\Delta t''$, so ergibt sich nach Formel (14)

$$\Delta t' = \frac{C_2'}{\alpha'} \cdot \frac{\varphi \nu C_1}{2C} \left[\left(\frac{\Theta}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_0}{100}\right)^4\right]$$

und ein entsprechender Ausdruck für $\Delta t''$.

Hieraus erhält man

$$\frac{t' - t_0}{t'' - t'} = \frac{\Delta t'}{\Delta t'' - \Delta t'} = \frac{\dfrac{C_2'}{\alpha'}}{\dfrac{C_2''}{\alpha''} - \dfrac{C_2'}{\alpha'}} = K. \quad (29)$$

Hierbei ist K eine Instrumentenkonstante, da C_2', C_2'', α' und α'' als Konstanten angesehen werden dürfen. Die Lufttemperatur ergibt sich daher zu

$$t_0 = t' - K(t'' - t'). \quad (30)$$

Bei Kenntnis des Korrektionsfaktors K[18]) kann also mit Hilfe dieser Gl. (30) aus den beiden Thermometerangaben t' und t'' die wahre Lufttemperatur in einfachster Weise ermittelt werden. Der Wert $K(t''-t')$ stellt den Meßfehler des ersten Thermometers dar.

Bei Anwendung eines vergoldeten und eines gewöhnlichen Thermometers von $d = 0{,}55$ cm Gefäßdurchmesser als Doppelthermometer, wofür

$$C_2' = 0{,}1\,; \quad \alpha' = 11{,}306 \quad \text{(Gold)},$$

$$C_2'' = 4{,}4\,; \quad \alpha'' = 15{,}64 \quad \text{(Glas)}$$

zu setzen ist (vgl. S. 179), ergibt sich z. B. folgende Korrektionsgleichung:

$$t_{\text{Luft}} = t_{\text{Gold}} - 0{,}0325\,(t_{\text{Glas}} - t_{\text{Gold}}).$$

Hat man z. B. abgelesen:

$$t_{\text{Glas}} = 25{,}0^0; \quad t_{\text{Gold}} = 20{,}0^0,$$

so errechnet sich aus der Korrektionsgleichung als wahre Lufttemperatur

$$t_{\text{Luft}} = 20^0 - 0{,}0325\,(25^0 - 20^0) = 19{,}84^0.$$

B. Experimentelle Untersuchung über die Größe der Strahlungsmeßfehler.

In Rücksicht auf die überraschende Größe der Strahlungsmeßfehler soll gezeigt werden, daß diese nicht nur theoretisch berechnet, sondern auch in der Wirklichkeit beobachtet werden können. Die zu diesem Zwecke benutzte Versuchseinrichtung war äußerst einfach. Als strahlende Fläche diente der Boden eines dunkelrot emaillierten Kochgefäßes von 32 cm Durchmesser, in welchem Wasser durch elektrische Heizung auf die konstante Temperatur von 77° C erhitzt wurde. Unterhalb des Gefäßes, welches an einem Querbalken in rund 2 m Höhe aufgehängt war (Abb. 13), wurde die Temperaturmessung ausgeführt. Dadurch ließ sich erreichen, daß das Thermometer von der durch das heiße Gefäß erwärmten Luft, die nach oben abzog, nicht beeinflußt wurde und ein einfacher Vergleich mit einem außerhalb des merklichen Strahlungsbereiches, aber doch möglichst nahe in gleicher Höhe aufgehängten Thermometer, das also die Lufttemperatur genau genug angab, zur Feststellung des Strahlungsmeßfehlers genügte. Um das Versuchsthermometer bequem in verschiedene Lagen bringen zu können, wurde es an einem kleinen Drahtgestell befestigt, das durch einen Schnurzug auf einem horizontal gespannten Draht aus etwa 2,5 m Entfernung verschoben werden konnte. Außerdem konnte das Thermometer durch Verstellung der Drahtbahn selbst auch leicht in verschiedene Höhenlagen gebracht werden.

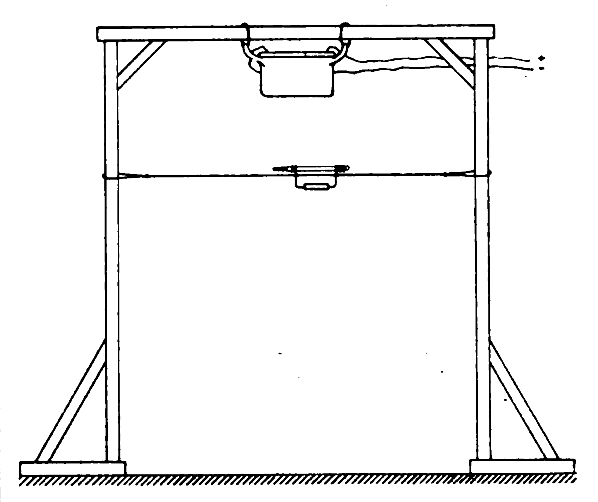


Abb. 13. Versuchsanordnung zur Messung der Strahlungsmeßfehler.

I. Versuche an gewöhnlichen Temperaturmeßgeräten.

1. Quecksilberthermometer mit freier Glasoberfläche.

Die Ablesungen wurden zuerst bei wagerechter Lage des Thermometers und dann auch bei senkrechter Lage[19]) vorgenommen, um auch den Einfluß der Größe der „mittleren senkrecht bestrahlten Fläche" des Thermometergefäßes (vgl. S. 170, 172 u. 175) erkennen zu lassen. Als Versuchsthermometer diente ein Quecksilberthermometer von $d = 0{,}72$ cm Gefäßdurchmesser.

Tabelle 6 und 7.

Experimentelle Strahlungsmeßfehler des Quecksilberthermometers.

Wassertemperatur $\vartheta = 77^0$ C.
Lufttemperatur t_0 = 16 bis 17° C.
p = Abstand vom Boden des Gefäßes.
q = Entfernung aus der Mittellage.

Wagerechte Lage des Thermometers.

q [cm]	60	48	36	25	20	15	10	5	0
p = 7,3 cm	0,04°	0,05°	0,23°	1,08°	1,82°	3,42°	5,60°	6,62°	6,60°
p = 11,1	0,01	0,16	0,55	1,20	1,87	3,02	4,25	4,65	4,72
p = 20,0	0,04	0,08	0,38	0,90	1,27	1,72	2,17	2,50	2,67
p = 30,0	0,06	0,15	0,34	0,62	0,78	0,96	1,07	1,23	1,30
p = 50,0	0,15	0,18	0,24	0,38	0,42	0,47	0,50	0,53	0,55

[18]) Wegen der Unsicherheit der Größe der Strahlungskonstanten ist die experimentelle Bestimmung von K der Berechnung nach Gl. (29) vorzuziehen. Liest man in der Nähe einer Strahlungsquelle (z. B. Heizkörper) die Thermometertemperaturen t' und t'' ab und bestimmt man die Lufttemperatur t_0 mit einem der auf S. 169 erwähnten strahlungsgeschützten Thermometer oder im Notfall mit einem gewöhnlichen Quecksilberthermometer, das durch einen Weißblechschirm vor der Strahlung geschützt wird, so ergibt sich K sofort als einzige Unbekannte aus Gl. (30).

[19]) Das Quecksilbergefäß war hierbei nach oben gerichtet; die dadurch bewirkte Änderung in der Einstellung des Quecksilberfadens wurde bei den Ablesungen entsprechend berücksichtigt.

Senkrechte Lage des Thermometers.

q [cm]	50	40	30	20	15	10	5	0
p = 7,3 cm	0,56°	0,85°	1,30°	2,05°	2,92°	4,00°	4,95°	5,35°
p = 20,0	0,60	0,65	0,90	1,00	1,13	1,25	1,32	1,38
p = 30,0	0,30	0,35	0,30	0,25	0,27	0,30	0,25	0,25

Diese Versuchsergebnisse sind in Abb. 14 graphisch wiedergegeben. Der Unterschied zwischen wagerechter und senkrechter Lage des Thermometers ist sehr beträchtlich. In der Nähe der Mittellage sind die Meßfehler für die wagerechte Thermometerstellung größer, bei weiterer Entfernung aus der Mittellage dagegen überwiegen

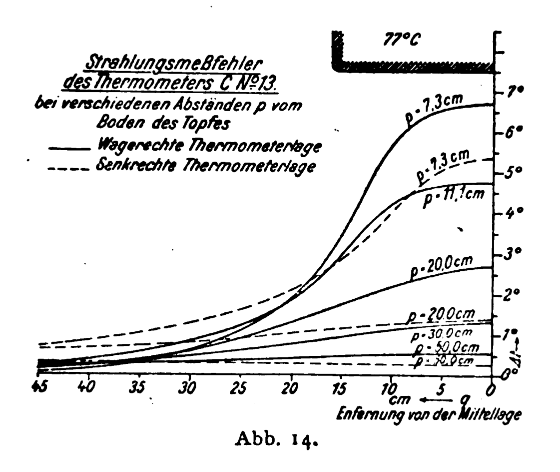


Abb. 14.

die Meßfehler für die senkrechte Thermometerstellung. Theoretisch ist dies darin begründet, daß die „mittlere senkrecht bestrahlte Fläche" des Thermometergefäßes bei wagerechter Thermometerstellung ihr Maximum in der Mitte unter dem strahlenden Gefäß hat, während sie bei senkrechter Stellung nach außen hin zunimmt.

Nachfolgende Tabelle enthält die Versuchswerte für die Mittellage unter dem Gefäß und zum Vergleich die für dieselben Verhältnisse nach Formel (14) theoretisch berechneten Strahlungsmeßfehler.

Tabelle 8.

Vergleich der theoretischen und experimentellen Strahlungsmeßfehler für Thermometer C Nr. 13.

q = 0 (Thermometerlage auf der Mittelsenkrechten der strahlenden Fläche).

Entfernung vom Boden des Topfes	Wagerechte Lage des Thermometergefäßes		Senkrechte Lage des Thermometergefäßes	
	theoretisch	experimentell	theoretisch	experimentell
p = 7,3 cm	6,48°	6,60°	5,39°	5,35°
p = 11,1	4,79	4,72	3,62	—
p = 20,0	2,54	2,67	1,51	1,38
p = 30,0	1,38	1,30	0,74	—
p = 50,0	0,57	0,55	0,23	0,25

Die Übereinstimmung zwischen den theoretischen und experimentellen Werten ist in Anbetracht der Einfachheit der Versuchsanordnung hinreichend genau. Die größte Abweichung beträgt nur 0,13°.

2. Thermoelement

(Cu-Konstantan, 0,6 mm Durchmesser).

Beim Thermoelement hat man drei verschiedene Hauptlagen zu unterscheiden, neben der senkrechten zwei wagerechte, je nachdem das Instrument, das ja nicht kreisrunden, sondern länglichen Querschnitt besitzt, seine breite oder seine schmale Seite der bestrahlenden Fläche zukehrt. Bei der wagerechten Hauptrichtung befand sich die Lötstelle, vom Beobachter aus gesehen, am linken Ende, bei der senkrechten am oberen Ende des Elementendrahtes.

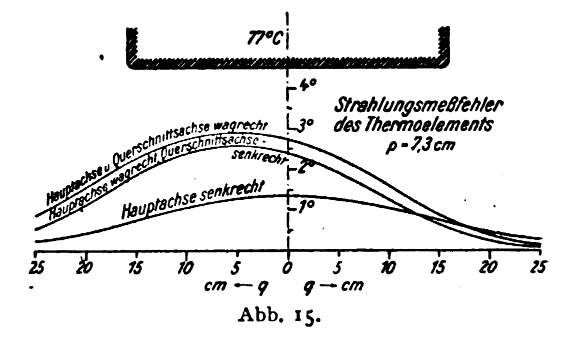


Abb. 15.

Die Strahlungsmeßfehler des Thermoelements sind etwas weniger als halb so groß wie bei dem untersuchten Quecksilberthermometer. Abb. 15, in welcher die Versuchswerte für p = 7,3 cm aufgetragen sind, läßt die Bedeutung erkennen, welche neben dem Ort des Instruments auch dessen besonderer Lage zukommt. Bei senkrechter Stellung des Thermoelements erscheinen die Strahlungsmeßfehler gegenüber der wagerechten besonders in der Mittellage um mehr als die Hälfte herabgedrückt und auch bei der wagerechten Stellung selbst zeigt sich ein kleiner, aber doch merklicher Unterschied, je nachdem die breite oder schmale Seite des Thermoelements nach oben, d. h. gegen die direkte Bestrahlung gerichtet ist. Die genannten Unterschiede sind in der Größe der „mittleren senkrecht bestrahlten Fläche" (vgl. S. 172) begründet.

Infolge der hohen Wärmeleitfähigkeit der Elementendrähte ist es für den Strahlungsmeßfehler auch nicht ohne Belang, welchen Strahlungseinflüssen der an die Lötstelle sich anschließende Elementendraht ausgesetzt ist. Bei den Versuchen wurde der Elementendraht in der wagerechten Lage von der Lötstelle nach rechts, in der senkrechten Lage nach unten fortgeführt. Bei der wagerechten Lage zeigte sich daher eine Meßfehlererhöhung, solange sich die Lötstelle links von der

Tabelle 9 und 10.

Experimentelle Strahlungsmeßfehler des Thermoelements.

Wassertemperatur ϑ = 77° C. | p = Abstand der Lötstelle vom Boden des Gefäßes.
Lufttemperatur t^0 = 16 bis 17° C. | q = Entfernung der Lötstelle aus der Mittellage.

Wagerechte Lage des Thermoelements. (September 1920.)

p	Lage der Querschnittsachse	Entfernung q aus der Mittellage									
		nach	q = 40 cm	35	30	25	20	15	10	5	0
7,3 cm	wagerecht	links	0,00°	—	0,45°	1,05°	1,50°	2,18°	2,75°	2,85°	2,75°
		rechts	—	—	—	0,08	0,38	0,90	1,50	2,25	
	senkrecht	links	0,00	0,00°	0,23	0,53	1,05	1,95	2,40	2,48	2,40
		rechts	—	—	—	0,08	0,23	0,60	1,28	2,10	
11,1	wagerecht	links	0,00	0,20	0,33	0,64	1,18	1,62	1,81	2,03	1,90
20,0	wagerecht	links	0,08	0,14	0,23	0,41	0,62	0,83	0,95	1,05	0,98
30,0	wagerecht	links	0,08	0,08	0,10	0,18	0,32	0,45	0,45	0,45	0,45
50,0	wagerecht	links	0,00	0,00	0,06	0,10	0,13	0,15	0,23	0,23	0,23

Senkrechte Lage des Thermoelements. (September 1920.)

q [cm]	50	38	30	25	20	15	10	5	0
p = 7.3 cm	0,0°	0,10°	0,15°	0,30°	0,38°	0,75°	1,05°	1,28°	1,35°
p = 11,1	0,0	0,08	0,15	0,30	0,53	0,60	0,75	0,90	0,97

Mittellage befand, weil dann der sich anschließende Draht der Strahlung des Topfes mehr ausgesetzt war als die Lötstelle selbst, und bei einer Entfernung aus der Mittellage nach rechts trat aus ähnlichen Gründen eine Erniedrigung ein. Daher erscheint in Fig. 15 das Maximum um fast 5 cm nach links verschoben. Bei senkrechter Lage des Thermoelements muß sich dementsprechend der Einfluß der guten Wärmeleitfähigkeit der Elementendrähte in einer Verringerung des Strahlungsmeßfehlers gegenüber den theoretischen Werten geltend machen, da hier der Elementendraht nach unten, d. h. durch Bereiche geringerer Strahlungsintensität fortgeführt worden ist. Die Versuche allein geben hierüber zwar keinen Aufschluß, doch ist dies aus den letzten zwei Spalten der nachfolgenden Vergleichstabelle deutlich zu ersehen.

Tabelle 11.

Vergleich der theoretischen und experimentellen Strahlungsmeßfehler für das Thermoelement.

q = 0 (Lage des Thermoelements auf der Mittelsenkrechten der strahlenden Fläche).

Entfernung vom Boden des Topfes	Wagerechte Lage des Thermoelements			Senkrechte Lage des Thermoelements	
	theoretisch	experimentell			
		Querschnittsachse			
		wagerecht	senkrecht	theoretisch	experimentell
p = 7,3 cm	2,71°	2,85°	2,48°	2,04°	1,35°
p = 11,1	2,03	2,03	—	1,32	0,97
p = 20,0	1,09	1,05	—	0,50	—
p = 30,0	0,60	0,45	—	0,23	—
p = 50,0	0,25	0,23	—	0,05	—

Bei wagerechter Lage des Thermoelements zeigt sich also eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung der experimentellen und theoretischen Werte, während die Unstimmigkeit in den beiden letzten Spalten dem erwähnten Einfluß der Wärmeleitung im Elementendraht zuzuschreiben ist.

II. Versuche an Quecksilberthermometern mit künstlich verkleinerter Strahlungskonstante.

Aus der Theorie folgt, daß ein dünner, auf Hochglanz polierter Metallüberzug die Strahlungsmeßfehler erheblich herabmindert. Um die Wirksamkeit eines solchen Überzuges auch durch das Experiment zu erweisen, wurde das Quecksilbergefäß des schon zu den früheren Versuchen benutzten Thermometers C Nr. 13 in verschiedener Weise mit Gold oder Stanniol überzogen und in wagerechter Lage der Strahlung des geheizten Topfes ausgesetzt. Die Beobachtungswerte sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

Tabelle 12.

Strahlungsmeßfehler des Thermometers C Nr. 13 mit Metallüberzug.

Wassertemperatur ϑ = 77° C.
Lufttemperatur t_0 = 16 bis 18° C.
p = Abstand vom Boden des Topfes = 7,3 cm = const.
q = Entfernung aus der Mittellage.

q [cm]	59	42	29	18	9	0
Matte Blattvergoldung	0,01°	0,14°	0,55°	1,43°	3,30°	3,85°
Leicht glänzender Stanniolüberzug	0,00	0,10	0,53	1,14	2,16	2,55
Blanke Blattvergoldung	0,00	0,15	0,30	0,72	1,47	1,60
Blanke doppelte Blattvergoldung	0,02	0,00	0,15	0,38	0,73	0,86

Diese Werte sind in Abb. 16 zusammen mit der entsprechenden Kurve für das Thermometer mit freier Glasoberfläche aufgetragen. Die Wirkung des Metallüberzuges ist besonders bei der doppelten Blattvergoldung sehr beträchtlich. In der Mittellage verringerte sich der Fehler von anfänglich 6,60° auf 0,86°, d. h. auf 13 % des ursprünglichen Wertes. Der theoretische Wert von 3,14 % (vgl. S. 179) konnte damit allerdings nicht erreicht werden, weil Blattgold, dessen Dicke auch bei doppelter Lage weniger als $\frac{1}{1000}$ mm beträgt, für eine genügende Abhaltung der Wärmestrahlung zu dünn ist. Doch ist mit Sicherheit anzunehmen, daß durch Verbesserung des Metallüberzuges die Strahlungsmeßfehler noch mehr vermindert werden können.

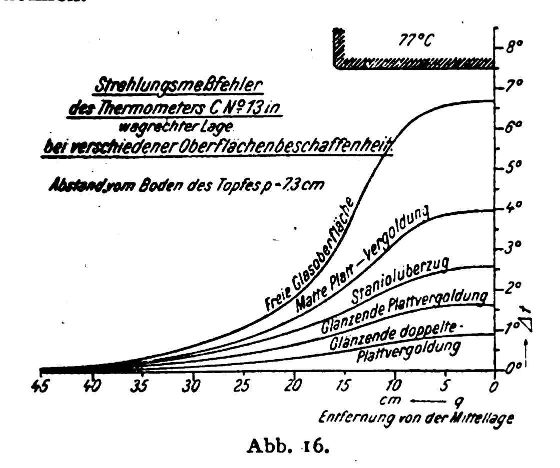


Abb. 16.

Anhang.

Nebenergebnisse.

1. Einstellungsdauer von Thermometern verschiedener Größe und verschiedener Oberflächenbeschaffenheit.

Aus den Gleichungen (20) S. 174 und (20a) S. 179 für die Wärmeübergangszahl α lassen sich entsprechende Formeln für den Trägheitskoeffizienten β ableiten. Nach S. 174 ist

$$\beta = \frac{W}{O \cdot \alpha},$$

wobei nach (18)

$$O = h \cdot d \cdot \pi \; [\mathrm{cm}^2]$$

und nach (19)

$$W = 0{,}328\, h d^2 \left[\frac{\mathrm{cal}}{{}^0\mathrm{C}}\right].$$

Wenn man für α den mit Gl. (20) fast identischen Ausdruck

$$\alpha = 2{,}68\left(4 + \frac{1}{d}\right)$$

einsetzt, so erhält man für das gewöhnliche Quecksilberthermometer

$$\beta = \frac{1400\, d^2}{1 + 4\, d}\,[\mathrm{sec}] \qquad (31)$$

oder

$$\beta = \frac{70\, d^2}{3 + 12\, d}\,[\mathrm{min}], \qquad (32)$$

wobei d in cm einzusetzen ist.

Für Thermometer mit beliebiger Strahlungskonstante C_2 ergibt sich unter Benutzung von Gl. (20a):

$$\beta = \frac{3760\, d^2}{2{,}7 + (6{,}3 + C_2)\, d}\,[\mathrm{sec}] \qquad (31\,\mathrm{a})$$

oder

$$\beta = \frac{62{,}7\, d^2}{2{,}7 + (6{,}3 + C_2)\, d}\,[\mathrm{min}]. \qquad (32\,\mathrm{a})$$

Beispiel:

Gefäßdurchmesser $d = 0{,}55$ cm.
Freie Glasoberfläche ($C_2 = 4{,}4$):
$\beta = 2{,}21$ min nach Gl. (32) oder (32a);
Vergoldet oder versilbert ($C_2 = 0{,}1$):
$\beta = 3{,}05$ min nach Gl. (32a).

Mit Gold- oder Silberüberzug ist demnach die Trägheit des Thermometers um 38% größer als bei blanker Glasoberfläche.

Aus β läßt sich nun die Einstelldauer des Thermometers berechnen. Geht man von einer anfänglichen Über- oder Untertemperatur des Thermometers von $\Delta t_1{}^0$ aus und läßt man nach der Einstellung eine maximale Abweichung von $\Delta t_2{}^0$ von der richtigen Einstellung zu, so erhält man die hierzu erforderliche Zeit Z durch Umformung von Gl. (16) (S. 173) zu

$$Z = \beta \ln \frac{\Delta t_1}{\Delta t_2}, \qquad (33)$$

wenn Z für $z_2 - z_1$ und Δt_1 bzw. Δt_2 für $t_1 - t_0$ und $t_2 - t_0$ geschrieben wird. Zur Übersicht ist nach Formel (33) folgende kleine Tabelle der Einstellungsdauern berechnet worden.

Tabelle 13.
Einstellungsdauer von Thermometern.

Anfangsabweichung Δt_1	Endabweichung Δt_2	Einstellungsdauer $Z =$
5,0°	0,05°	4,6 β
1,0	0,05	3,0
0,5	0,05	2,3
5,0	0,10	3,9
1,0	0,10	2,3
0,5	0,10	1,6

Diese Tabelle gilt ebenso wie Formel (33) auch für Thermoelemente, doch kann β für Thermoelemente nicht nach Formel (31) oder (32) bestimmt werden. Aus diesem Grunde wurde der Trägheitskoeffizient für das Thermoelement (Cu-Konstanten,

0,6 mm Drahtstärke) durch vier Abkühlungsversuche besonders bestimmt; im Mittel ergab sich hierfür:

$$\beta = 25{,}48 \text{ sec} = 0{,}425 \text{ min}. \qquad (34)$$

2. Einfluß der Beleuchtung.

Während, wie durch Vergleich mit dem Assmannschen Aspirationsthermometer festgestellt wurde, in direkter Sonnenbestrahlung ein Thermometer im Freien um 6° C und mehr, hinter Doppelfenstern um etwa 2° C zu hoch anzeigt, ist der Einfluß der diffusen Tagesbeleuchtung sehr gering. Im Anschluß an einen Abkühlungsversuch für ein Quecksilberthermometer von $d = 0{,}55$ cm Gefäßdurchmesser und ein Beckmannthermometer ($d = 1{,}18$) ergab sich durch die Gunst des Wetters Gelegenheit, den Einfluß diffuser Sonnenstrahlen zu beobachten. Plötzlich schien die bisher durch Wolken

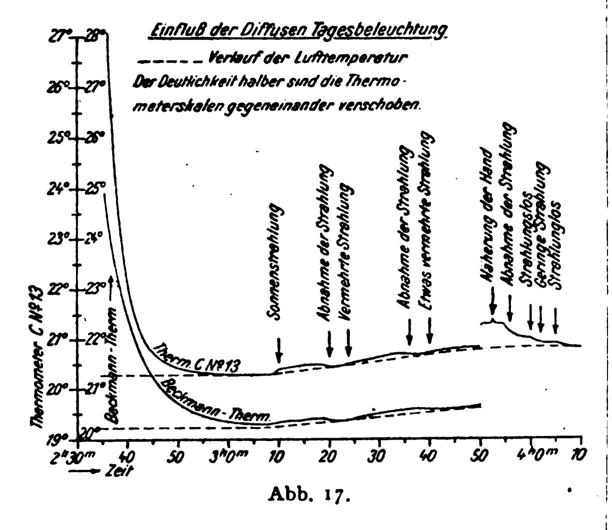


Abb. 17.

verdeckte Sonne schief durch das Doppelfenster des Versuchsraumes, ohne aber in den Bereich der Thermometers zu gelangen. Sofort zeigten die Thermometer einen kleinen Anstieg, um nach Verschwinden der Sonne wieder zu sinken. Da die Sonnenstrahlung in ihrer Stärke ständig wechselte, ist ihr Einfluß aus den in Abb. 17 aufgezeichneten Kurven am gleichzeitigen Steigen und Fallen deutlich zu erkennen. Um $3^h 50'$ wurde dem einen Thermometer die Hand einige Minuten lang bis auf 15 cm Abstand genähert, durch deren dunkle Strahlung es fast um 0,5° C anstieg. Die nach Entfernung der Hand beobachtete Abkühlungskurve zeigt jetzt eine kleine übergelagerte Wellenlinie, die auf den Einfluß der schnell wechselnden diffusen Sonnenstrahlung zurückzuführen ist.

Die Wirkung der indirekten Sonnenbeleuchtung beträgt also im vorliegenden Falle nicht viel mehr als 0,1° C und kann daher im allgemeinen vernachlässigt werden.

Dagegen treten bei künstlicher Beleuchtung zuweilen sehr beträchtliche Strahlungsmeßfehler auf, wie aus folgenden Beobachtungswerten hervorgeht. Sie wurden durch Vergleich der Angaben eines gewöhnlichen Quecksilberthermometers mit denen des Assmannschen Aspirationsthermometers gefunden. Das Quecksilberthermometer befand sich hierbei in wagerechter Lage unter der Lichtquelle, nur bei der Stearinkerze war es seitlich aufgehängt.

Tabelle 14.
Strahlungsmeßfehler durch künstliche Beleuchtung.

Abstand von der Lichtquelle . .		10 cm	20 cm	50 cm	100 cm
Stearinkerze		0,98°	0,45°	—	—
Gasglühlicht (hängend)		—	8,60	2,02°	0,65°
Metallfadenlampe (50 Kerz., 50 Watt)	Längsachse senkrecht	1,78	0,60	0,12	—
	Längsachse wagerecht	2,38	0,88	0,12	—
Nitralampe (50 Kerz., 40 Watt)	Längsachse senkrecht	1,33	0,41	0,03	—
	Längsachse wagerecht	1,05	0,32	0,02	—

Als Ursache dieser teilweise sehr erheblichen Meßfehler ist jedoch hauptsächlich nicht die Lichtstrahlung, sondern die von der Lichtquelle ausgesandte unsichtbare Wärmestrahlung anzusehen.

3. Einfluß des menschlichen Körpers.

Da der menschliche Körper fast immer eine andere Temperatur besitzt als die zu messende Lufttemperatur, so muß er nach den früheren Betrachtungen durch seine Strahlung die Thermometereinstellung beeinflussen. Die Größe dieses Einflusses geht aus folgenden Beobachtungen hervor.

Tabelle 15.

Art des Thermometers	Entfernung des genäherten Körpers	Thermometereinstellung nach Verlauf von 0 Minuten	1	2	5	10	End-einstellung
Nr. 69 ($d = 0{,}55$ cm)	0,5 m (sitzend)	19,4°	19,5°	19,6°	19,7°	19,7°	19,7°
Nr. 69	Unmittelbare Körpernähe (sitzend)	19,3	19,6	19,8	20,0	20,1	20,2
FH 72 ($d = 0{,}55$ cm)	0,25 m (stehend)	17,9	18,1	18,2	18,2	18,2	18,2

Die Thermometer sind also durch die Einwirkung der menschlichen Wärmestrahlung schon nach 1 Minute um meist mehr als 0,1° C gestiegen, während sich nach noch längerer Dauer die Fehler bis auf etwa 0,3° C, bei unmittelbarer Körpernähe sogar bis auf einen ganzen Grad vergrößert haben. Man ersieht hieraus, wie wichtig es ist, die Ablesung von Thermometern zur Vermeidung von Strahlungsmeßfehlern möglichst rasch und vorsichtig vorzunehmen, am besten mit der Lupe, so

daß nur die Hand und nicht der ganze Körper in die Nähe gebracht werden muß.

4. Zimmerthermometer.

Das an der Wand eines Zimmers aufgehängte Thermometer soll dazu dienen, die Lufttemperatur im Zimmer zu messen. Die hierfür in den Handel gebrachten Thermometer (Abb. 18) sind aber sowohl ihrer Konstruktion als auch der Art ihrer Anbringung nach hierzu wenig geeignet. Denn das Quecksilbergefäß befindet sich meist in der Bohrung einer Holzskala, die vielfach vorn durch einen durchbrochenen Blechschirm überdeckt ist. Statt daß die Quecksilberkugel der Wärmeeinwirkung der Wand möglichst entzogen und dem

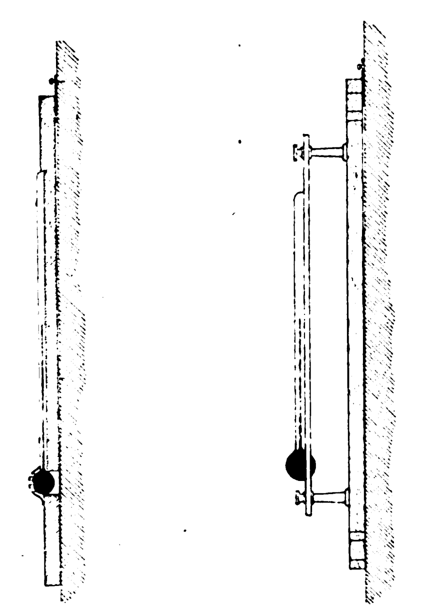


Abb. 18. Übliches Wandthermometer. Abb. 19. Verbessertes Wandthermometer.

Wärmeaustausch mit der Zimmerluft nach Möglichkeit ausgesetzt ist, untersteht sie im Gegenteil stark der Wärmezu- oder -abstrahlung der Wand sowie der Wärmeübertragung durch das Holz und die im Bohrloch befindliche Luft; dabei ist aber infolge der allseitigen Umhüllung das Quecksilber an einer innigen Berührung mit der Zimmerluft gehindert. Falls also Wand- und Lufttemperatur verschieden sind, so weicht die Angabe des Thermometers von der Lufttemperatur wesentlich ab.[20])

Die günstigste Anordnung zur Messung der Zimmertemperatur ist die freie Aufhängung eines Quecksilberthermometers mitten im Zimmer oder wenigstens in einiger Entfernung von der Wand und von allen übrigen Strahlungsquellen (Öfen, kalten Fenstern u. dgl.). Denn wenn auch bei einem gewöhnlichen nicht strahlungsgeschützten Quecksilberthermometer die Strahlungsmeßfehler nie zu vermeiden sind, so sind sie doch bei der freien Aufhängung wegen der guten Berührung mit der Luft wesentlich geringer als beim gewöhnlichen Wandthermometer und es sind Fehler durch Zuleitung von Wärme vollständig ausgeschaltet.

Eine gute Annäherung an diesen günstigsten Fall stellt das von der Firma J. Greiner, München, in den Handel gebrachte Wandthermometer dar (vgl. Abb. 19). An einem Holzbrettchen, das unmittelbar an die Wand gehängt wird, ist in 2 cm Abstand durch zwei Bolzen eine dünne Milchglasskala und hierauf ein Quecksilberthermometer befestigt. Das Quecksilbergefäß ragt weit vor die Skala hervor und wird daher an der Berührung mit Luft nur in sehr geringem Maße behindert. Das Holzbrettchen hält dabei einen großen Teil der Wandstrahlung ab.

Zur experimentellen Prüfung dieser Anordnung wurde ein Thermometer nach Fig. 19 und ein gewöhnliches Zimmerthermometer (Fig. 18) außen an die Wand eines größeren, mit Wasser von 12° C gefüllten Blechgefäßes gehängt. Die mit einem Assmannschen Aspirationsthermometer gemessene Temperatur der Luft betrug 20,7° C, sie lag also um 8,7° höher als die der kalten Wandung. Dabei zeigte das gewöhnliche Thermometer nach Fig. 18 14,7°, also um 6,0° zu wenig, das verbesserte Wandthermometer nach Fig. 19 19,5°, also nur um 1,2° zu tief. Hätte die Temperaturdifferenz der kalten Wand gegen die Luft nur 3° betragen, wie es praktisch wohl häufig vorkommt, so hätte dementsprechend das gewöhnliche Thermometer nach Fig. 18 um 2,1° zu tief, das verbesserte nach Fig. 19 um etwa 0,4° zu tief gezeigt. Die Fehler des letzteren halten sich also in Grenzen, die im Hausgebrauch noch zulässig sind.

Allerdings ist zu beachten, daß bei dem beschriebenen Versuch die Bestrahlung der Thermometer durch die kalte Blechwand nur einseitig erfolgte. Bei allseitiger Bestrahlung durch kalte Wände würde auch beim Wandthermometer nach Fig. 19 ein größerer Strahlungsfehler auftreten; dieser betrüge bei 10° Temperaturdifferenz zwischen Luft und Wänden nach S. 178 etwa 2,7°, bei einer Temperaturdifferenz von 3° also etwa 0,8°.

Trotz der Beeinflussung durch Zu- oder Abstrahlung ist indessen ein sonst einwandfrei aufgehängtes Thermometer für die Bestimmung der Lufttemperatur als Maßstab geeignet, wenn es sich darum handelt, eine dem Menschen hygienisch zuträgliche Zimmertemperatur einzustellen. Denn auch der menschliche Körper befindet sich in

[20]) Wie wenig die oben beschriebene, sehr vielfach im Gebrauch befindliche Form der Zimmerthermometer zur Bestimmung der Lufttemperatur geeignet ist, erhellt daraus, daß man es fast als Thermometer zur Messung der Wandtemperatur empfehlen könnte, eben weil der Einfluß der Wand begünstigt, derjenige der Luft behindert wird.

ähnlichen Verhältnissen wie ein in der Luft frei aufgehängtes Thermometer, indem er Wärme einerseits durch unmittelbare Berührung mit der Luft und andererseits durch Strahlung mit den Wänden austauscht. Ebenso wie ein frei aufgehängtes Thermometer nach obiger Bemerkung bei 20° Lufttemperatur und 10° Wandtemperatur so viel Wärme durch Strahlung verliert, daß es nur 17,3° anzeigt, so wird auch der menschliche Körper trotz 20° Lufttemperatur infolge der Wärmeabstrahlung an kühle Wände und Fußböden ein Frostgefühl empfinden. Für das Wohlbefinden der Menschen ist daher die Temperaturangabe eines solchen Thermometers gerade wegen seiner Strahlungsempfindlichkeit mit mehr Recht als maßgebend anzusehen als die wahre Lufttemperatur.

Es empfiehlt sich daher, zur Beurteilung des Wärmezustandes eines bewohnten Zimmers nicht ein strahlungsgeschütztes, sondern ein gewöhnliches, in obigem Sinne als einwandfrei zu bezeichnendes Thermometer zu verwenden.

Zusammenfassung.

Die Messung von Lufttemperaturen mit nicht strahlungsgeschützten Thermometern unterliegt bei Anwesenheit von wärmeren oder kälteren Körpern erheblichen Meßfehlern, weil das Temperaturmeßinstrument durch Strahlung ständig Wärme von den umgebenden Körpern empfängt oder an sie abgibt und dadurch am vollen Temperaturausgleich mit der Luft gehindert wird. Diese „Strahlungsmeßfehler" sind außer von den Temperaturen der umgebenden Körper und von der Lufttemperatur abhängig von der Beschaffenheit, Gestalt und Lage sowohl der strahlenden Körper selbst als auch des bestrahlten Meßgerätes. Auf Grund einer eingehenden theoretischen Untersuchung wird zunächst für die Berechnung des Strahlungsmeßfehlers Δt folgende Formel abgeleitet:

$$\Delta t = \frac{\varphi\, \nu}{2\,\alpha} \frac{C_1\, C_2}{C} \left[\left(\frac{\Theta}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_0}{100} \right)^4 \right], \quad \text{[Gl. (14), S. 173]}$$

worin

Θ und T_0 die absoluten Temperaturen des strahlenden Körpers bzw. der umgebenden Luft,

C_1, C_2 u. C die Strahlungskonstanten des strahlenden Körpers, des Thermometergefäßes, und des absolut schwarzen Körpers (= 4,7),

α die Wärmeübergangszahl des Thermometergefäßes,

φ und ν als Winkelverhältnis bzw. Flächenverhältnis bezeichnete und S. 175 u. 176 eingehend besprochene Verhältniszahlen

bedeuten, welche die Gestalt und Lage der strahlenden Fläche bzw. des Thermometergefäßes zum Ausdruck bringen.

Für die Berechnung der Wärmeübergangszahl α aus dem in cm gemessenen Durchmesser d des Thermometergefäßes wird folgende empirische Formel aufgestellt:

$$\alpha = 10{,}7 + \frac{2{,}7}{d} \left[\frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{Std.} \cdot {}^0\text{C}} \right]. \quad \text{[Gl. (20), S. 174]}$$

Nach Formel (14) wird z. B. in einem Zimmer, dessen Wände eine Temperatur von 10° C besitzen und in dem die Lufttemperatur an der Meßstelle in Wirklichkeit 20° C beträgt, die Lufttemperatur mit einem Thermometer von 0,55 cm Gefäßdurchmesser um 2,7° C zu niedrig abgelesen. Dagegen wird bei einem Flächenheizkörper von 1 m Höhe und Breite, der eine Temperatur von 60° C (100° C) besitzt, dieselbe Lufttemperatur an dem genannten Thermometer in 11 cm Abstand um über 5° C (12,4°), in 0,5 m Abstand um über 2° C (4,6°) und in 2 m Abstand um 0,25° C (0,61°) zu hoch abgelesen. Bei dünneren Thermometern sind die Fehler kleiner, bei einem Thermoelement sind sie nicht ganz halb so groß.

Aus der Theorie folgt ferner, daß die Strahlungsmeßfehler durch Verringerung der Strahlungskonstanten C_2 des Thermometergefäßes, am besten durch Vergoldung oder Versilberung, bis auf wenige Prozente der bisherigen herabgedrückt werden können. Bei gleichzeitiger Anwendung von zwei Thermometern mit verschiedener Strahlungskonstante C_2 (Doppelthermometer) läßt sich die Lufttemperatur t_0 aus den Temperaturangaben t' und t'' mittels der einfachen Korrektionsgleichung genau berechnen:

$$t_0 = t' - K(t'' - t'), \quad \text{[Gl. (30), S. 179]}$$

worin K eine Instrumentenkonstante bedeutet.

Zahlreiche experimentelle Bestimmungen der Strahlungsmeßfehler an Quecksilberthermometern und Thermoelementen, die der Bodenstrahlung eines frei aufgehängten geheizten Gefäßes ausgesetzt wurden, zeigen gute Übereinstimmung mit der Theorie. Durch Blattvergoldung eines Thermometers verringerten sich die Strahlungsmeßfehler auf 13 % ihres früheren Wertes.

Theorie und Versuch zeigen also, wie wichtig es ist, zur Vermeidung von Strahlungsmeßfehlern entweder strahlungsgeschützte Thermometer nach Vogel oder Assmann oder wenigstens vergoldete, versilberte oder endlich die oben beschriebenen Doppelthermometer anzuwenden. Falls solche Instrumente nicht zur Verfügung stehen, muß bei genauen Messungen der Lufttemperatur der Strahlungsmeßfehler rein rechnerisch bestimmt werden.

Ein Anhang behandelt die Berechnung der Einstellungsdauer von Thermometern, Versuche über den Strahlungseinfluß der Beleuchtung und des menschlichen Körpers sowie die richtige Anordnung der Zimmerthermometer.

(Eingegangen am 13. April 1921.)

Über die Dampfspannungsgleichung bei tiefen Temperaturen.

Von V. Fischer.

1. Die Kirchhoffsche Dampfspannungsgleichung wurde von Gibbs mit Hilfe des von ihm eingeführten Begriffes des thermodynamischen Potentials abgeleitet.[1]) Die Kirchhoffsche Gleichung setzt jedoch unveränderliche spezifische Wärmen sowohl des Dampfes als auch seines festen oder flüssigen Niederschlages voraus. Diese beiden Annahmen sind, wie neuere Versuche ergeben haben, für tiefe Temperaturen nicht zulässig. Der von Gibbs geführte Beweis der Kirchhoffschen Gleichung läßt sich aber leicht verallgemeinern, indem man die beiden oben genannten besonderen Annahmen fallen läßt. Dies soll im nachfolgenden gezeigt werden.

In der allgemeinen Gleichung

$$T\,dS = c_v\,dT + A\,T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv \tag{1}$$

muß die spezifische Wärme bei gleichbleibendem Rauminhalt c_v als eine Funktion der absoluten Temperatur T und des spezifischen Rauminhaltes v ausgedrückt sein. Integrieren wir daher die für eine Zustandsänderung bei gleichbleibendem Rauminhalt aus (1) hervorgehende Differentialgleichung für die Entropie

$$dS = \frac{c_v}{T}\,dT, \tag{2}$$

so wird allgemein

$$S = \int \frac{c_v}{T}\,dT + f(v). \tag{3}$$

Bei Zustandsänderungen fester und flüssiger Körper ist der Rauminhalt derselben im allgemeinen wenig veränderlich. Wir wollen daher voraussetzen, das betrachtete Zustandsgebiet sei derart begrenzt, daß innerhalb desselben die möglichen Veränderungen des Rauminhaltes vernachlässigt werden können. Es tritt dann in Gl. (3) an Stelle einer Funktion $f(v)$ des Rauminhaltes eine Integrationskonstante C und es läßt sich schreiben

$$S = \int \frac{c_v}{T}\,dT + C. \tag{4}$$

Unter der obigen Voraussetzung ist c_v lediglich als eine Funktion der Temperatur anzusehen. Wir betrachten ein Gebiet in der Umgebung der absoluten Temperatur Null, in welchem keine Gefügeänderungen auftreten, die eine Unstetigkeit bedingen. Sind daher c_v und seine Ableitungen nach der Temperatur eindeutig und stetig, so kann c_v durch eine MacLaurinsche Reihe dargestellt werden:

$$c_v = c_{v_0} + c'_{v_0}\,T + \frac{c''_{v_0}}{2}\,T^2 + \frac{c'''_{v_0}}{6}\,T^3 + \ldots \tag{5}$$

Dabei bedeutet

$$c'_{v_0} = \left(\frac{d\,c_v}{d\,T}\right)_{T=0}, \qquad c''_{v_0} = \left(\frac{d^2 c_v}{d\,T^2}\right)_{T=0}, \ldots \text{ usw. } \ldots \tag{6}$$

Führen wir (5) in die Gl. (4) ein, so geht sie über in

$$S = \int\left(\frac{c_{v_0}}{T} + c'_{v_0} + \frac{c''_{v_0}}{2}\,T + \frac{c'''_{v_0}}{6}\,T^2 + \ldots\right)dT + C \ldots \tag{7}$$

Die Integration von (7) ergibt

$$S = c_{v_0}\ln T + c'_{v_0}\,T + c''_{v_0}\frac{T^2}{4} + c'''_{v_0}\frac{T^3}{18} + \ldots + C \ldots \tag{8}$$

Für

$$T = 0$$

folgt aus Gl. (8)

$$S_0 = C = -\infty$$

und es wird unter Beachtung, daß die Reihe (8) rascher konvergiert als (5), also nicht $+\infty$ werden kann, die Entropie S auch für endliche Werte von T negativ unendlich. Dies ist unmöglich, und wir können den Widerspruch nur lösen, indem wir

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_{v,\,T=0} = c_{v_0} = 0 \tag{9}$$

setzen. Gl. (9) ist eine Aussage des Nernstschen Wärmesatzes.[2]) Bezeichnen wir die freie Energie mit F, so folgt aus (9)

$$\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_{v,\,T=0} = -\,S_0 = 0. \tag{10}$$

Das Nullwerden der Entropie wurde bekanntlich zuerst von Planck ausgesprochen.[3])

Berücksichtigen wir nun (9) in Gl. (5), so verschwindet $c_{v_0}\ln T$ in Gl (8), es folgt aus ihr nach (10)

$$S_0 = C = 0 \tag{11}$$

und Gl. (8) geht über in

$$S = c'_{v_0}\,T + \frac{c''_{v_0}}{4}\,T^2 + \frac{c'''_{v_0}}{18}\,T^3 + \ldots \tag{12}$$

Gl. (12) drückt den absoluten Wert der Entropie als Funktion der Temperatur aus.

Andererseits läßt sich unter Berücksichtigung von (10) auch S unter den gleichen Voraussetzungen wie oben durch eine MacLaurinsche Reihe aus-

[1]) Siehe I. W. Gibbs, Thermodynamische Studien, übersetzt von W. Ostwald, Leipzig 1892, 181.

[2]) Siehe W. Nernst, Grundlagen des neuen Wärmesatzes, Halle 1918.

[3]) Siehe M. Planck, Thermodynamik, Leipzig 1917, 5. A., 270.

drücken:

$$S = S_0' T + \frac{S_0''}{2} T^2 + \frac{S_0'''}{6} T^3 + \dots \quad (13)$$

Der Vergleich von (12) und (13) ergibt

$$S_0' = c'_{v_0}, \quad S_0'' = \frac{c''_{v_0}}{2}, \quad S_0''' = \frac{c'''_{v_0}}{3}, \quad \dots \quad (14)$$

2. Die Definitionsgleichung für das thermodynamische Potential lautet:

$$\varphi = i - S T. \quad (15)$$

Daraus folgt

$$d\varphi = - S\,dT + A v\,dp. \quad (16)$$

Für

$$T = 0$$

wird unter Berücksichtigung von (10), wenn wir das thermodynamische Potential φ, den Wärmeinhalt i und die innere Energie u bei der absoluten Temperatur Null mit dem Index b versehen,

$$\varphi_b = i_b = u_b + A p v. \quad (17)$$

Führen wir (12) in Gl. (16) ein und integrieren wir unter Vernachlässigung der Veränderlichkeit des Rauminhaltes, so erhalten wir

$$\left.\begin{aligned} \varphi = -\frac{c'_{v_0}}{2} T^2 - \frac{c''_{v_0}}{12} T^3 - \frac{c'''_{v_0}}{72} T^4 - \dots \\ + A p v + C_1. \end{aligned}\right\} \quad (18)$$

Für

$$T = 0$$

ergibt sich daraus

$$\varphi_b = A p v + C_1. \quad (19)$$

Der Vergleich von (19) und (17) ergibt für die Integrationskonstante

$$C_1 = u_b \quad (20)$$

und Gl. (18) geht damit über in

$$\left.\begin{aligned} \varphi = -\frac{c'_{v_0}}{2} T^2 - \frac{c''_{v_0}}{12} T^3 - \frac{c'''_{v_0}}{72} T^4 - \dots \\ + A p v + u_b. \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

Nachdem sich u_b durch den Versuch ermitteln läßt, bestimmt Gl. (21) den Absolutwert des thermodynamischen Potentials.

3. Wir leiten nun den Ausdruck für das thermodynamische Potential im Gebiete des vollkommenen Gaszustandes ab. Hierbei versehen wir die Zustandsgrößen, welche sich auf diesen beziehen, mit dem Index g. Es gilt nun

$$i_g = \int c_{pg}\,dT + C_2 \quad (22)$$

und es ist c_{pg} eine bloße Temperaturfunktion, so daß wir wieder schreiben können:

$$c_{pg} = c_{p g_0} + c'_{p g_0} T + \frac{c''_{p g_0}}{2} T^2 + \frac{c'''_{p g_0}}{6} T^3 + \dots \quad (23)$$

Damit geht Gl. (22) über in

$$\left.\begin{aligned} i_g = c_{p g_0} T + \frac{c'_{p g_0}}{2} T^2 + \frac{c''_{p g_0}}{6} T^3 + \frac{c'''_{p g_0}}{24} \\ \cdot T^4 + \dots + C_2. \end{aligned}\right\} \quad (24)$$

Für

$$T = 0$$

folgt aus Gl. (24)

$$i_{g_0} = C_2. \quad (25)$$

Mithin wird

$$\left.\begin{aligned} i_g = i_{g_0} + c_{p g_0} T + \frac{c'_{p g_0}}{2} T^2 + \frac{c''_{p g_0}}{6} T^3 \\ + \frac{c'''_{p g_0}}{24} T^4 + \dots \end{aligned}\right\} \quad (26)$$

Für die Entropie eines vollkommenen Gases gilt

$$d S_g = c_{pg} \frac{dT}{T} - A R \frac{dp}{p}. \quad (27)$$

Daraus folgt durch Integration unter Berücksichtigung von (23)

$$\left.\begin{aligned} S_g = c_{p g_0} \ln T + c'_{p g_0} T + \frac{c''_{p g_0}}{4} T^2 + \frac{c'''_{p g_0}}{18} \\ \cdot T^3 + \dots - A R \ln p + C_3. \end{aligned}\right\} \quad (28)$$

Nachdem die Entropie eines vollkommenen Gases bei der absoluten Temperatur Null positiv unendlich und der Druck Null wird[4]), so bleibt die Integrationskonstante C_3 in Gl. (28) zunächst unbestimmt.

Für das thermodynamische Potential können wir wieder schreiben:

$$\varphi_g = i_g - S_g T. \quad (29)$$

Damit ergibt sich unter Berücksichtigung von Gl. (28) und (26)

$$\left.\begin{aligned} \varphi_g = i_{g_0} + A R T \ln p - c_{p g_0} T \ln T \\ + (c_{p g_0} - C_3) T - \frac{c'_{p g_0}}{2} T^2 \\ - \frac{c''_{p g_0}}{12} T^3 - \frac{c'''_{p g_0}}{72} T^4 - \dots \end{aligned}\right\} \quad (30)$$

4. Für das Gleichgewicht zwischen einem flüssigen oder festen Stoff und seinem Dampf gilt die Beziehung

$$\varphi = \varphi_g. \quad (31)$$

Wir heben die Zustandsgrößen, welche sich auf das Grenzgebiet beziehen, für den sublimierenden festen Körper durch den Index σ hervor und für den gesättigten Dampf durch den Index s. Gl. (31) schreiben wir also

[4]) Siehe hierüber R. Plank, Zur Thermodynamik tiefster Temperaturen. Zeitschr. f. Phys. **14** (1923), 150, und V. Fischer, Eine Darstellung des Nernstschen Wärmetheorems, Frankfurt a. M. 1923, Teil II, 32.

$$\varphi_\sigma = \varphi_s. \qquad (32)$$

Damit folgt aus den Gleichungen (21) und (30), indem wir in diese ebenfalls die Bezeichnungen für die Grenzkurve einführen und überdies den spezifischen Rauminhalt des sublimierenden festen Körpers mit σ und denjenigen des sich aus ihm entwickelnden Dampfes mit s bezeichnen:

$$\left.\begin{aligned}\ln p_s = {} & \frac{C_3 - c_{p s_0}}{A R} + \frac{u_{\sigma_0} - i_{s_0}}{A R T_s} + \frac{c_{p s_0}}{A R} \ln T_s \\ & + \frac{A \sigma p_s}{R T_s} + \frac{c'_{p s_0} - c'_{v \sigma_0}}{2 A R} T_s \\ & + \frac{c''_{p s_0} - c''_{v \sigma_0}}{12 A R} T_s^2 + \frac{c'''_{p s_0} - c'''_{v \sigma_0}}{72 A R} T_s^3 \\ & + \cdots \end{aligned}\right\} \qquad (33)$$

Nun wird bei der absoluten Temperatur Null der Druck im Sättigungszustand gleich Null. Es ist daher

$$i_{\sigma_0} = u_{\sigma_0} + A \sigma_0 \cdot 0 = u_{\sigma_0}, \qquad (34)$$

mithin, wenn wir die Verdampfungswärme bei der absoluten Temperatur Null mit r_0 bezeichnen,

$$u_{\sigma_0} - i_{s_0} = i_{\sigma_0} - i_{s_0} = - r_0. \qquad (35)$$

Mit Rücksicht darauf, daß der spezifische Rauminhalt eines festen Stoffes bei tiefer Temperatur und dementsprechend niedrigem Druck verschwindend klein ist gegen den spezifischen Rauminhalt seines Dampfes, können wir angenähert setzen:

$$\frac{\sigma p_s}{R T_s} = \frac{\sigma}{s} \sim 0. \qquad (36)$$

Aus der für vollkommene Gase geltenden Beziehung

$$c_{p s_0} - c_{v s_0} = A R \qquad (37)$$

folgt

$$c'_{p s_0} = c'_{v s_0}, \quad c''_{p s_0} = c''_{v s_0}, \quad \ldots \text{ usw.} \qquad (38)$$

Führen wir (35), (36) und (38) in Gl. (33) ein, so geht sie über in

$$\left.\begin{aligned}\ln p_s = {} & \frac{C_3 - c_{p s_0}}{A R} - \frac{r_0}{A R T_s} + \frac{c_{p s_0}}{A R} \ln T_s \\ & + \frac{c'_{v s_0} - c'_{v \sigma_0}}{2 A R} T_s + \frac{c''_{v s_0} - c''_{v \sigma_0}}{12 A R} T_s^2 \\ & + \frac{c'''_{v s_0} - c'''_{v \sigma_0}}{72 A R} T_s^3 + \cdots \end{aligned}\right\} \qquad (39)$$

5. Wir können diese Gleichung noch weiter umformen. Bezeichnen wir die innere Verdampfungswärme mit ϱ, so ist

$$r = \varrho + A p_s (s - \sigma). \qquad (40)$$

Für tiefe Sublimationstemperaturen und dementsprechende niedrige Sättigungsdrucke läßt sich σ gegen s vernachlässigen und es folgt aus (40):

$$r = \varrho + A R T_s. \qquad (41)$$

Ferner gilt dann

$$\frac{d r}{d T} = r' = c_{p s} - c_{p \sigma} \qquad (42)$$

und

$$\frac{d \varrho}{d T} = \varrho' = c_{v s} - c_{v \sigma}. \qquad (43)$$

Für

$$T = 0$$

wird unter gleichzeitiger Beachtung von (9)

$$\left.\begin{aligned} r_0 & = \varrho_0, \\ \left(\frac{d r}{d T}\right)_{T=0} = r_0' & = \varrho_0' + A R = c_{p s_0} \\ & = c_{v s_0} + A R, \\ r_0'' = \varrho_0'' & = c'_{p s_0} - c'_{p \sigma_0} \\ & = c'_{v s_0} - c'_{v \sigma_0}, \\ r_0''' = \varrho_0''' & = c''_{p s_0} - c''_{p \sigma_0} \\ & = c''_{v s_0} - c''_{v \sigma_0} \\ & \text{usw.} \end{aligned}\right\} \qquad (44)$$

Aus (44) folgt mit Rücksicht auf (38)

$$c'_{p \sigma_0} = c'_{v \sigma_0}, \quad c''_{p \sigma_0} = c''_{v \sigma_0}, \quad \ldots \text{ usw.} \qquad (45)$$

Mithin wird auch

$$c_{p \sigma} = c_{v \sigma}. \qquad (46)$$

Dasselbe ergibt sich aus den Gleichungen (41) bis (43). Die Vernachlässigung des spezifischen Rauminhaltes σ und von dessen Veränderungen mit der Temperatur findet daher auch ihren Ausdruck in der Gleichheit der spezifischen Wärmen $c_{p\sigma}$ und $c_{v\sigma}$.

Mit (44) geht Gl. (39) über in

$$\left.\begin{aligned}\ln p_s = {} & \frac{C_3 - c_{p s_0}}{A R} - \frac{r_0}{A R T_s} + \frac{c_{p s_0}}{A R} \ln T_s \\ & + \frac{r_0''}{2 A R} T_s + \frac{r_0'''}{12 A R} T_s^3 \\ & + \frac{r_0''''}{72 A R} T_s^3 + \cdots \end{aligned}\right\} \qquad (47)$$

6. Wir können Gl. (47) auch auf anderen Wegen ableiten. Es ist z. B.

$$S_s - S_\sigma = \frac{r}{T_s}. \qquad (48)$$

Nachdem r lediglich eine Funktion der Temperatur T_s ist, läßt sich wieder schreiben:

$$\left.\begin{aligned} r = r_0 + r_0' T_s + \frac{r_0''}{2} T_s^2 + \frac{r_0'''}{6} T_s^3 \\ + \frac{r_0''''}{24} T_s^4 + \cdots \end{aligned}\right\} \qquad (49)$$

Setzen wir (49) sowie die Werte für S_s und S_σ

aus den Gleichungen (12) und (28) in Gl. (48) ein, so erhalten wir wieder Gl. (47).

7. Wir wollen noch einen dritten Weg beschreiten, um zu Gl. (47) zu gelangen, indem wir von der Clapeyron-Clausiusschen Gleichung ausgehen. Diese lautet:

$$\frac{d p_s}{d T} = \frac{1}{A(s-\sigma)} \cdot \frac{r}{T_s} . \tag{50}$$

Wenn für den Dampf die Gesetze der vollkommenen Gase gelten, wird

$$s = \frac{R T_s}{p_s} \tag{51}$$

und wir können den spezifischen Rauminhalt des festen Körpers gegen denjenigen seines Dampfes vernachlässigen. Gl. (50) geht dann in die bekannte Form über:

$$d \ln p_s = \frac{r}{A R} \cdot \frac{d T_s}{T_s^2} . \tag{52}$$

Durch Integration von (52) erhalten wir, wenn wir die Integrationskonstante mit C_4 bezeichnen,

$$\ln p_s = \frac{1}{A R} \int \frac{r}{T_s^2} d T + C_4 . \tag{53}$$

Unter Beachtung von (49) folgt daraus

$$\left.\begin{aligned} \ln p_s = C_4 - \frac{r_0}{A R T_s} + \frac{r_0'}{A R} \ln T_s \\ + \frac{r_0''}{2 A R} T_s + \frac{r_0'''}{12 A R} T_s^2 \\ + \frac{r_0''''}{72 A R} T_s^3 + \ldots \end{aligned}\right\} \tag{54}$$

Der Vergleich von Gl. (54) mit (47) ergibt für die beiden Integrationskonstanten C_3 und C_4 die Beziehung

$$C_4 = \frac{C_3 - c_{p s_0}}{A R} . \tag{55}$$

8. Wir wollen nun die Gl. (39) in eine geschlossene Form bringen.

Es ist die innere Energie des festen Körpers ausdrückbar durch

$$u = \int c_v \, d T + C_5 . \tag{56}$$

Aus (56) folgt durch Integration unter Beachtung von (5) unter gleichzeitiger Berücksichtigung von (9)

$$u = C_5 + \frac{c_{v_0}'}{2} T^2 + \frac{c_{v_0}''}{6} T^3 + \frac{c_{v_0}'''}{24} T^4 + \ldots \tag{57}$$

Für

$$T = 0$$

wird unter Beachtung von (20)

$$u = u_b = C_5 = C_1 . \tag{58}$$

Wir setzen

$$u - u_b = E_v . \tag{59}$$

Mit (58) und (59) geht Gl. (57) über in

$$E_v = \frac{c_{v_0}'}{2} T^2 + \frac{c_{v_0}''}{6} T^3 + \frac{c_{v_0}'''}{24} T^4 + \ldots \tag{60}$$

Mit Hilfe von Gl. (60) entwickeln wir den Ausdruck

$$\int_0^T \frac{E_v}{T^2} d T = \frac{c_{v_0}'}{2} T + \frac{c_{v_0}''}{12} T^2 + \frac{c_{v_0}'''}{72} T^3 + \ldots \tag{61}$$

Ferner ist die innere Energie des vollkommenen Gases ausdrückbar durch

$$u_g = \int c_{v g} \, d T + C_6 . \tag{62}$$

Mithin folgt aus

$$c_{v g} = c_{v g_0} + c_{v g_0}' T + \frac{c_{v g_0}''}{2} T^2 + \frac{c_{v g_0}'''}{6} T^3 + \ldots \tag{63}$$

durch Integration

$$\left.\begin{aligned} u_g = C_6 + c_{v g_0} T + \frac{c_{v g_0}'}{2} T^2 + \frac{c_{v g_0}''}{6} T^3 \\ + \frac{c_{v g_0}'''}{24} T^4 + \ldots \end{aligned}\right\} \tag{64}$$

Für

$$T = 0$$

wird

$$p v_g = R T = 0 \tag{65}$$

und

$$i_{g_0} = u_{g_0} + A p v_g = u_{g_0} , \tag{66}$$

daher unter Beachtung von (25)

$$u_g = u_{g_0} = i_{g_0} = C_6 = C_2 . \tag{67}$$

Setzen wir

$$u_g - u_{g_0} = E_{v g} , \tag{68}$$

so folgt aus (64) und (67)

$$\left.\begin{aligned} E_{v g} = c_{v g_0} T + \frac{c_{v g_0}'}{2} T^2 + \frac{c_{v g_0}''}{6} T^3 \\ + \frac{c_{v g_0}'''}{24} T^4 + \ldots \end{aligned}\right\} \tag{69}$$

Mit (69) ergibt sich

$$\left.\begin{aligned} \int_0^T \frac{E_{v g} - c_{v g_0} T}{T^2} d T = \frac{c_{v g_0}'}{2} T + \frac{c_{v g_0}''}{12} T^2 \\ + \frac{c_{v g_0}'''}{72} T^3 + \ldots \end{aligned}\right\} \tag{70}$$

Führen wir (61) und (70) in Gl. (39) ein, so geht sie über in

$$\left.\begin{aligned} \ln p_s = \frac{C_3 - c_{p s_0}}{A R} - \frac{r_0}{A R T_s} + \frac{c_{p s_0}}{A R} \ln T_s \\ + \frac{1}{A R} \int_0^{T_s} \frac{E_{v s} - c_{v s_0} T_s}{T_s^2} d T \\ - \frac{1}{A R} \int_0^{T_s} \frac{E_{v \sigma}}{T_s^2} d T. \end{aligned}\right\} \quad (71)$$

Es ist nun, siehe (34),

$$i_\sigma - i_{\sigma_0} = u_\sigma + A p_s \sigma - u_{\sigma_0}. \quad (72)$$

Schreiben wir

$$i_\sigma - i_{\sigma_0} = E_{p \sigma}, \quad (73)$$

so erhalten wir aus (72) und (59)

$$E_{p \sigma} = E_{v \sigma} + A p_s \sigma. \quad (74)$$

Mithin wird

$$\int_0^{T_s} \frac{E_{p \sigma}}{T_s^2} d T = \int_0^{T_s} \frac{E_{v \sigma}}{T_s^2} d T + A \int_0^{T_s} \frac{p_s \sigma}{T_s^2} d T. \quad (75)$$

Das letzte Integral in Gl. (75) läßt sich vernachlässigen, siehe (36). Wir können daher schreiben:

$$\int_0^{T_s} \frac{E_{p \sigma}}{T_s^2} d T = \int_0^{T_s} \frac{E_{v \sigma}}{T_s^2} d T. \quad (76)$$

Es ist ferner, siehe (66),

$$i_s - i_{s_0} = u_s + A p_s \cdot s - u_{s_0}. \quad (77)$$

Wir setzen

$$i_s - i_{s_0} = E_{p s} \quad (78)$$

und erhalten aus (77) sowie (68)

$$E_{p s} = E_{v s} + A p_s \cdot s = E_{v s} + A R T_s. \quad (79)$$

Nun ist

$$A R = c_{p s} - c_{v s} = c_{p s_0} - c_{v s_0}, \quad (80)$$

daher wird

$$E_{p s} - c_{p s_0} T_s = E_{v s} - c_{v s_0} T_s \quad (81)$$

und

$$\int_0^{T_s} \frac{E_{p s} - c_{p s_0} T_s}{T_s^2} d T = \int_0^{T_s} \frac{E_{v s} - c_{v s_0} T_s}{T_s^2} d T. \quad (82)$$

Mit (76) und (82) können wir Gl. (71) auch schreiben:

$$\left.\begin{aligned} \ln p_s = \frac{C_3 - c_{p s_0}}{A R} - \frac{r_0}{A R T_s} + \frac{c_{p s_0}}{A R} \ln T_s \\ + \frac{1}{A R} \int_0^{T_s} \frac{E_{p s} - c_{p s_0}}{T_s^2} d T \\ - \frac{1}{A R} \int_0^{T_s} \frac{E_{p \sigma}}{T_s^2} d T. \end{aligned}\right\} \quad (83)$$

9. Es würde durch Versuche festgestellt, daß für einatomige Gase die spezifische Wärme bis zu den tiefsten Temperaturen nahezu unverändert bleibt. In diesem Falle wird daher

$$c_{p s} = c_{p s_0} = \text{konst}, \quad (84)$$

mithin

$$c'_{p s_0} = c''_{p s_0} = \ldots 0, \quad (85)$$

und es folgt aus Gl. (69)

$$E_{v s} = c_{v s_0} T_s \quad (86)$$

bzw., siehe (81),

$$E_{p s} = c_{p s_0} T_s. \quad (87)$$

Damit geht Gl. (83) für einatomige Stoffe über in

$$\left.\begin{aligned} \ln p_s = \frac{C_3 - c_{p s_0}}{A R} - \frac{r_0}{A R T_s} + \frac{c_{p s_0}}{A R} \ln T_s \\ - \frac{1}{A R} \int_0^{T_s} \frac{E_{p \sigma}}{T_s^2} d T. \end{aligned}\right\} \quad (88)$$

Bezeichnen wir das Molekulargewicht eines Stoffes mit m, so gilt bekanntlich für einatomige Stoffe

$$m c_{p s_0} \sim 5 \quad (89)$$

und

$$m A R = 1{,}985 \sim 2. \quad (90)$$

Führen wir also das Molekulargewicht m in Gl. (88) ein, so folgt

$$\left.\begin{aligned} \ln p_s = \frac{m C_3 - 5}{1{,}985} - \frac{m r_0}{1{,}985 T_s} + 2{,}5 \ln T_s \\ - \frac{1}{1{,}985} \int_0^{T_s} \frac{m E_{p \sigma}}{T_s^2} d T. \end{aligned}\right\} \quad (91)$$

Ersetzen wir in Gl. (91) die natürlichen durch Briggsche Logarithmen, so wird

$$\left.\begin{aligned} \lg p_s = \frac{m C_3 - 5}{4{,}57} - \frac{m r_0}{4{,}57 T_s} + 2{,}5 \lg T_s \\ - \frac{1}{4{,}57} \int_0^{T_s} \frac{m E_{p \sigma}}{T_s^2} d T. \end{aligned}\right\} \quad (92)$$

Setzen wir unter Beachtung von (55)

$$C_5 = \frac{C_4}{2{,}3} = \frac{m C_3 - 5}{4{,}57}, \quad (93)$$

so wird Gl. (92) identisch mit der Nernstschen Dampfspannungsgleichung für einatomige Stoffe und es stellt uns C_5 die Nernstsche chemische Konstante dar.

Für sehr tiefe Temperaturen wird

$$i_\sigma \sim i_{\sigma_0},$$

daher nach (73) auch

$$\int_0^{T_s} \frac{E_{p\sigma}}{T_s^2}\, dT \sim 0. \qquad (94)$$

Gl. (92) geht dann über in

$$\lg p_s = \frac{m C_3 - 5}{4{,}57} - \frac{m r_0}{4{,}57\, T_s} + 2{,}5 \lg T_s. \qquad (95)$$

Für Argon berechnet Nernst

$$C_5 = 0{,}75.$$

Setzen wir diesen Wert in Gl. (93) ein, so erhalten wir

$$m C_3 = 4{,}57 \cdot 0{,}75 + 5 = 8{,}43$$

bzw.

$$C_3 = \frac{8{,}43}{40} = 0{,}21.$$

Damit folgt aus Gl. (28) unter Berücksichtigung von (84) und (85)

$$S_g = c_{pg} \ln T - AR \ln p + 0{,}21, \qquad (96)$$

bzw. unter Einsetzung der für Argon geltenden Werte von c_{pg} und R

$$S_g = 0{,}125 \ln T - 0{,}05 \ln p + 0{,}21. \qquad (97)$$

Der Nernstsche Wärmesatz gestattet uns also, ein absolutes Entropie-Temperaturdiagramm für Gase zu entwerfen.

Den absoluten Wert der Entropie des gesättigten Dampfes können wir auch aus Gl. (48) berechnen. Für sehr tiefe Temperaturen läßt sich S_σ vernachlässigen und es wird für einatomige Stoffe

$$S_s = \frac{r}{T_s} = \frac{r_0}{T_s} + c_{ps_0}. \qquad (98)$$

Zusammenfassung.

Zusammenfassend können wir sagen: Zur Ableitung der Dampfspannungsgleichung sind zwar Potenzreihen nach der Temperatur benutzt worden, nicht aber die MacLaurinsche Reihe. Bekanntlich läßt sich eine Potenzreihe stets durch eine und nur eine MacLaurinsche Reihe ersetzen. Dadurch wird, wie im vorhergehenden gezeigt wurde, die Entwicklung allgemeiner; denn an Stelle der Konstanten der Potenzreihe treten dann die physikalischen Ausdrücke, welche die Konstanten bedeuten.

Der Ausgangspunkt unserer Ableitungen war die Gl. (1), welche ein Ausdruck der beiden Hauptsätze der Wärmelehre ist. Hierbei wurden wir auf einen Widerspruch mit der Erfahrung geführt, der nur behoben wird durch Einführung des Nernstschen Wärmesatzes, welcher in der Planckschen Fassung kurz dahin ausgesprochen werden kann, daß bei der absoluten Temperatur Null die Entropie eines festen Körpers ebenfalls Null wird. Dieser Satz führt gleichzeitig zur Bestimmung der in den Gleichungen auftretenden Integrationskonstanten.

(Eingegangen am 25. Februar 1924.)

Zuschriften an die Schriftleitung.

Beitrag zur Verschärfung der Nullpunktslage bei Meßbrücken.

Von Carl Hütter, Bitterfeld.

Angesichts der verhältnismäßig großen Reihe von Fehlerquellen der bisherigen Meßbrückenkonstruktionen dürften einige vom Verfasser benutzte Verbesserungen, bzw. Verfeinerungen an Meßbrücken selbst interessieren. Zur Verkürzung, bzw. engeren Begrenzung der aus zwei Ablesungen bestehenden Nullpunktslage erhöhte ich die Empfindlichkeit des Nullinstrumentes (Telephons) durch Einschaltung eines gewöhnlichen kleinen Röhrenverstärkers der drahtlosen Telegraphie. Zur Orientierungseinstellung des Brückenkontaktes und Schonung der Verstärkerröhren wurde das Verstärkerinstrumentarium mittels Umschalters aus der Brückenschaltung entfernt und das Nullinstrument direkt wie gewöhnlich mit der Brücke verbunden. Eine weitere Erhöhung der Brückenempfindlichkeit erhielt ich durch Benutzung einer Sonderbrücke mit einem Schleifdraht aus 6 mm starkem Hartkupfer, 5 m lang. An den Drahtenden waren nach Bedarf Präzisionsnormale von 1,3 oder 10 Ω angeschlossen. In Form einer Walzenbrücke konnte mittels Nonius ein Ablesen der Kontaktstellung auf $^1/_{20}$ mm genau mit guter Bequemlichkeit erreicht werden. Der Schleifkontakt besaß besonders ausgearbeitete Röllchenform. Der starke Draht gewährleistete eine praktisch zu vernachlässigende geringe Abnutzung, da letztere im Gegensatz zum Verschleiß bei dünnen Brückendrähten prozentual zum Gesamtquerschnitt belanglos ist. Auch waren die Übergangswiderstände der versilberten Kontaktrolle bedeutend geringer als bei den bisherigen Schneiden.

(Eingegangen am 17. April 1924.)

Besprechungen.

Stickers, J., **Die wahre Relativitätstheorie der Physik und die Mißgriffe Einsteins.** Allgemein verständliche, systematische und grundlegende Darstellung. 8°. 57 S. Dr. W. Breitenbach, Bielefeld 1922.

Der Verfasser dieser Schrift steht auf dem Standpunkt des naiven Realismus, wie er gelegentlich betont. Man kann sich die Größe seiner Naivität nur schwer richtig vorstellen. Und ein tiefes Mißtrauen beseelt den Verfasser gegen den „berufsmäßigen Mathematiker, der uns die Relativitätstheorie beschert hat, denn der Zusammenhang mathematischer Ideen mit der realen Wirklichkeit bildet

stets ein besonderes heikles Thema für sich". Um das Wahre ans Licht zu bringen, muß man von der Physik („die auch in sonstiger Beziehung keine einfache Sache ist", wie der Verfasser sehr richtig bemerkt) auf die Erkenntnistheorie zurückgehen. Das hätte Einstein versäumt — es wäre noch zu verzeihen; aber er hat sich auch „einer so miserablen, höchst mehrdeutigen Terminologie bedient, daß man niemals recht weiß, wovon eigentlich die Rede sein soll". Dieser Satz bildet offenbar den Schlüssel zu der ganzen Schrift. Herr Stickers hat — naiv, wie er nun einmal ist — nie recht gewußt, wovon die Rede war. Leider hat ihn das nicht abgehalten, seine Broschüre zu schreiben. Allerdings, in der Terminologie ist er Einstein über. Er unterscheidet u. a. die realistische Physik streng von der mathematischen oder übersinnlichen, ferner trennt er die Relativitätstheorie der Physik von einer allgemeinen Relativitätstheorie, in der die gesamten Wissenschaften darzustellen seien. Denn alles stände in Beziehung zu irgend etwas oder „zu irgendwelchen Etwassen", wie Herr Stickers so schön sagt. Von dieser Relativitätstheorie bleiben wir jedoch noch verschont. Denn: „Eine solche betreffend scheiterten auch vorläufig alle meinerseitigen Bemühungen . . . . ." Dafür kommt aber noch mehr Terminologie; wir hören, daß ein Relationsverhältnis oder Sachverhalt aus dem Referenten, der Relation und dem Relat besteht, daß ferner z. B. „die Relation betreffs der relativierten Bewegung eine von uns in die Natur hineingetragene gesamthafte Beziehung zwischen den von uns gesamthaft benutzten motionellen Bezugspunkten und den partialen relativierten Bewegungen ist". Im Original ist dieser Satz noch bedeutend schöner und länger; ich habe nur sein Gerippe wiedergegeben. Dies als Stilproben. Die Einleitung enthält ferner noch eine kurze Berechnung, wieviel Einstein an seinem Hauptwerk verdient hat und wie viele seiner Anhänger Semiten sind. Diese Teile beweisen mehr die Offenherzigkeit des Verfassers als seine Höflichkeit. Seine Terminologie der Schimpfworte ist gleichfalls von verblüffenden Umfang. — Einige Proben aus dem Hauptteil: Zur Verkürzung bewegter Maßstäbe schreibt Herr Stickers nur: „Augenscheinlich verkürzt sich jedoch z. B. ein Meterstab durchaus nicht im geringsten, wenn er auch noch so schnell bewegt wird". Daß eine Kugel von der Decke eines mit konstanter Geschwindigkeit fahrenden Wagens auf die senkrecht unter dem Aufhängepunkt liegende Stelle des Fußbodens herunterfällt, glaubt Herr Stickers nicht; er möchte es gern versuchen, „aber Einstein perhorresziert ja alle Experimente, die seine bloßen Behauptungen stören könnten!!" — Aus dem Versuchen von Fizeau und Michelson schließt der Verfasser nur, „daß sich die einzelnen Forscher nicht einigen können, weil die Sache noch zu sehr im Unklaren liege". Diese Proben mögen genügen. Als Urteil über die ganze Broschüre ein Zitat des Herrn Stickers (S. 52): „Welcher Mangel an wissenschaftlicher Durchschnittsbildung! Welche gründliche Unkenntnis der notwendigsten Hilfsdisziplin . . . . ." Noch weiter zu zitieren verbietet mir das Mitleid.

Fritz K. Schröter.

Mach, F., **Populärwissenschaftliche Vorlesungen.** 5. verm. u. durchges. A. XII, 628 S. 77 Abb. i. T., 7 Tf. J. A. Barth, Leipzig. Geh. G-M. 10.—

Die bekannten populärwissenschaftlichen Vorlesungen Machs liegen in einer neuen Auflage vor, die zum ersten Mal nicht mehr vom Verfasser selbst sondern von Dr. Ludwig Mach besorgt ist. Sie ist aber gegen die vierte um einige Kapitel bereichert, die als die letzten Gaben des verstorbenen Autors bezeichnet werden. Es sind dies 7 Aufsätze fast alle psychologischen Inhaltes, die meist in den Jahren 1910 bis 1912 in verschiedenen Zeitschriften zuerst veröffentlicht wurden. Die letzte dieser Arbeiten über vergleichende tier- und menschenpsychologische Skizzen stammt aus dem Jahre 1916. Es handelt sich vielfach um Gedanken, die Mach bereits an andern Stellen seiner Schriften entwickelt hat, die aber hier in leicht lesbarer Form wiedergegeben werden. Mach hat es auch in diesen neu hinzugefügten Aufsätzen meisterhaft verstanden, abstrakte Überlegungen schön darzustellen und man folgt ihm ebensogern bei seinen Untersuchungen über die Psychologie der Entdeckertätigkeit von Mensch und Tier wie bei seiner Auseinandersetzung mit Kant, dessen Ding an sich er bekanntlich zu den „Wahngebilden" rechnet, oder bei seiner Polemik gegen Stumpf und dessen Behauptung, daß sich die gesetzlichen Beziehungen der Naturwissenschaft nicht auf die sinnlichen Erscheinungen sondern auf die unabhängig vom Bewußtsein stattfindenden Vorgänge jenseits der sinnlichen Erscheinungen beziehen. F. Henning.

Kraïtchik, M., **Theorie des Nombres.** Avec une Préface de M. d'Ocagne. IX, 229 S. Gauthiers-Villars et Cie., Paris 1922.

Dieses Buch ist eine Art Einleitung in die elementare Zahlentheorie, insofern es sich auf die Darstellung der Kongruenzenlehre beschränkt. Der Verfasser bildet aber die vorgetragene Theorie ganz beträchtlich aus in Richtung der praktischen Untersuchung großer Zahlen, insbesondere mit Bezug auf deren Primfaktorenzerlegung. Bekanntlich ist die Zahlentheorie von der experimentellen Primzahlenaufsuchung ausgeganzen, die auch heute noch ihre Freunde hat. Derartigen mathematischen Bedürfnissen kommt das Buch M. Kraïtchiks entgegen, in welchem man verhältnismäßig schnell zum Ziele führende Methoden findet um zu entscheiden, aus welchen Primfaktoren große Zahlen z. B. $2^{128} + 1$ usw. zusammengesetzt sind. W. Hort.

Mitteilungen aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf. Hrsg. von Fritz Wüst. IV. Bd. 163 S. 87 Zahlentf., 218 Abb. i. T., 16 Tf. Verlag Stahleisen, Düsseldorf 1922.

Zu den rein wissenschaftlichen Arbeiten, welche die Mitteilungen des Kaiser Wilhelm-Institutes sonst ausschließlich enthalten, gesellt sich diesmal eine historische, in welcher Martin W. Neufeld über die Anschauungen von Stahl und Eisen im Wandel der Zeiten berichtet.

Vergleichende statische und dynamische Zugeversuche von Friedrich Körber und Rudolf H. Sack führten zu dem Ergebnis, daß Dehnung und Einschnürung im wesentlichen unabhängig von der Zerreißgeschwindigkeit und nur bei kohlenstoffreichen Stählen die dynamischen Werte größer als die statischen sind; dies gilt für die spez. Brucharbeit und Zugspannung durchweg.

Friedrich Körber allein untersucht die mechanischen Eigenschaften und das Gefüge kritisch gereckten und geglühten Weicheisens und stellt fest, daß diese Behandlung eine starke Abnahme des Formänderungswiderstandes bewirkt, und daß bei gekerbten Proben (aber nur bei diesen) starke „Kerbsprödigkeit" auftritt. In Gemeinschaft mit Ivar Bull Simonsen weist er nach, daß sich die mit dem Brinellmeter bestimmte Härte zur Brinellhärte umgekehrt wie die 2,8te Potenz der Eindruckdurchmesser verhält.

Mit der Röntgenanalyse des technischen Eisens beschäftigen sich zwei Arbeiten von Franz Wever. In der ersten (Beiträge zur Kenntnis des Eisenkarbides) findet er, daß die Raumgitter des auf die verschiedensten Arten gewonnenen Zementits, auch nach der magnetischen Umwandlung bei 210°, identisch sind und berechnet aus den Abmessungen des rhombischen Gitters das spez. Gewicht zu 7,82. Auch die verschiedenen Arten von Graphit und Temperkohle (Über die Natur von Graphit und Temperkohle) sind die gleiche allotrope Form, nur in verschieden hohem Dispersitätsgrade. In einer gemeinsamen Arbeit mit Kurt Apel (Einige Bemerkungen zur thermischen Analyse) wird theoretisch und experimentell untersucht, wie weit die nach verschiedenen Verfahren erhaltenen Kurven als zuverlässig angesehen werden können; sie führt zu dem Schluß, daß die Roberts-Austen-Kurve und die Zeit-Temperaturkurve

recht gut geeignet sind, während die Differenz-Zeitkurve nur qualitativen Charakter hat.

In Fortsetzung früherer Arbeiten beschäftigt sich Fritz Wüst erneut mit dem Verhalten des Stickstoffs beim Thomasverfahren; dieser wird im wesentlichen erst beim Windfrischen aufgenommen. Eingehend hat er, zusammen mit Georg Schitzkowski, den Einfluß einiger Fremdkörper auf die Schwindung des Eisens mit einem selbsttätig aufzeichnenden Schwindungsmesser erforscht und hierbei eine Reihe von wichtigen Ergebnissen gefunden.

Eine weitere Arbeit von Wüst und Bardenheuer bringt Beiträge zur Kenntnis des hochwertigen niedriggekohlten Gußeisens („Halbstahl"), für den eine möglichst feine Verteilung des Graphits in reiner perlitischer Grundmasse kennzeichnend ist. Eingehend wurde auch der Einfluß der Zusammensetzung und des Herstellungsverfahrens erforscht.

Den Beschluß bildet eine Untersuchung von Fritz Wüst und Peter Stühlen über den Einfluß der Anordnung und der Zahl der Eingußtrichter auf die Erstarrung und die Festigkeitseigenschaften eines Gußstückes, wonach sich nur bei Anwendung einer geeigneten Zahl von Eingüssen gleichmäßige Abkühlung ergibt. Auf die Festigkeit übt sie nur bei geringer Wandstärke eine erhöhende Wirkung aus. Stets weisen aber die Stellen in der Nähe der Eingüsse die niedrigsten Festigkeitswerte auf. G. Berndt.

Keinath, G., **Elektrische Temperaturmeßgeräte.** VIII, 275 S., 219 Abb. i. T. Oldenbourg, München und Berlin 1923.

Unter dem Titel elektrische Temperaturmeßgeräte finden wir in dem vorliegenden Buch nahezu alles, was die Praxis zur Messung hoher Temperaturen benötigt. In der Tat sind ja auch fast alle einschlägigen Methoden in irgendeiner Form auf elektrische Messungen oder elektrische Vorgänge gegründet: so die Thermoelemente, die Widerstandsthermometer und auch die Strahlungsthermometer bei denen entweder die Strahlungsenergie in elektrische Energie (mittels eines Thermoelementes) umgesetzt wird, oder bei denen die Helligkeit eines Strahlers durch die Stromstärke einer Vergleichsglühlampe gemessen wird. In allen Einzelheiten der Darstellung erkennt man den Fachmann, der wohl den größten Teil der beschriebenen Instrumente und Meßmethoden selbst erprobt hat. Mit gewissem Vorrang werden die vorzüglichen Meßgeräte der Firma Siemens u. Halske behandelt, deren Bau der Verfasser dank seiner Stellung bei jener Firma vielfach beeinflußt hat. In erster Linie kommt das Werk für die Praxis in Betracht, der es in allen Fragen der elektrischen Temperaturmessung Aufschluß zu geben geeignet ist. Die tiefer schürfenden wissenschaftlichen Fragen zu behandeln lag nicht in der Absicht des Verfassers. Immerhin wäre es bei einer künftigen Auflage erwünscht, sich bei den Grundlagen für die Messung hoher Temperaturen eng an die Vorschriften der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zu halten, die für die Strahlungskonstande c_2 den Wert 1,4300 cm/Grad und nicht 1,4350 cm/Grad angenommen hat. Dem gediegenen Buch dürfte ein großer Leserkreis sicher sein. F. Henning.

Mihály. D. v., **Das elektrische Fernsehen und das Telehor.** 114 S. M. Krayn, Berlin 1923.

Vorliegende Schrift, die Eugen Nesper mit einem Vorwort versehen hat, gliedert sich in vier Abschnitte. Der erste Teil befaßt sich ganz allgemein mit dem Problem des elektrischen Fernsehens. Speziell wird untersucht, welche Unterschiede ein technisch brauchbarer Fernsehapparat gegenüber dem bekannten Phototelegraphen aufweisen muß. Der zweite Teil der Abhandlung bringt zum ersten Mal in der deutschen Literatur eine gute gedrungene Zusammenstellung und Kritik aller vor Mihály bekannt gewordenen Projekte zur Verwirklichung des Fernsehens, der Vorschläge sowohl wie der ausgeführten Versuche. Leider bringt der Verfasser keine Literaturangaben und keine Nennung der Patentschriften, was man besonders bei den neueren Versuchsanordnungen sehr vermißt. Der dritte Teil beschäftigt sich mit dem elektrischen Auge, der Selenzelle. Er gibt eine Übersicht über die bisherigen Herstellungsverfahren von Selenzellen und schließt mit der Beschreibung der Mihályschen Selenzellen, ihrer Fabrikation und der mit ihr gewonnenen experimentellen Ergebnisse. Hier fällt es auf, daß Mihály nicht mit einem einzigen Wort die modernen hochempfindlichen und trägheitslos mit Alkalimetallen und Edelgas gefüllten photoelektrischen Zellen erwähnt und auch mit letzteren keine Versuche angestellt zu haben scheint. Sollten Zellen dieser Art ihm nicht in Budapest zur Verfügung gestanden haben?! Im vierten Teil bringt der Verfasser den von ihm konstruierten Fernsehapparat, das „Telehor", in seinen drei Entwicklungsstufen. Von besonderem Interesse ist hier der von Mihály geschaffene Oscillograph und seine Synchronisierungsvorrichtung. Sowohl aus den Photographien, die die zweite wirklich ausgeführte Form des Telehors zeigen, wie aus der Beschreibung des Apparates gewinnt man den Eindruck, daß das Fersehproblem durch Mihály aus den Sphären wildester Phantasie endlich in den Bereich realer Technik gerückt worden ist. Die Lichtstärke und Körnung des Bildes scheint allerdings noch nicht zu befriedigen. Aussichten und Anwendungsgebiete speziell des drahtlosen Telehors beschließen das Buch. J. Nienhold.

Vieweg, V., **Elektrotechnik.** 2. neubearbeitete und erweiterte Auflage der Elektromechanik und Elektrotechnik von Dr. F. Grünbaum. VIII, 214 S. 173 Abb. Thieme, Leipzig 1924. Preis geb. 6.— M.

Das bekannte Grünbaumsche Buch liegt nunmehr, nachdem es längere Zeit vergriffen war, in neuer Bearbeitung vor. Es ist an vielen Stellen umgearbeitet, verbessert und vervollständigt worden. Das Buch ist dadurch beachtenswert, daß es den Stoff in sehr klarer und leicht verständlicher Form mit verhältnismäßig wenig Mathematik vorträgt, in einer Form, daß es besonders gut für Lehrzwecke, auch zum Selbstunterricht geeignet ist. Diese Neubearbeitung wird ihm voraussichtlich noch viele Freunde hinzu erwerben. Druck und gesamte Ausstattung des Buches sind gut. W. Block.

Abderhalden, E., **Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden.** Lieferung 118. 136 S. 51 Abb. Urban u. Schwarzenberg, Berlin u. Wien. Preis geh. 4.20 M.

I. Georgii, W., **Die meteorologischen Meßmethoden.** Der Abschnitt bringt das wichtigste über die Messung der meteorologischen Elemente, soweit derartige Messungen für den Mediziner und Biologen von Wichtigkeit sind. In diesem Sinne ist auch der Abschnitt geschrieben.

II. Kundt, M., **Makrophotographie.** Es wird eine große Anzahl von praktischen Winken und Rezepten über Aufnahmeverfahren, Entwicklung u. s. w. mitgeteilt, naturgemäß zunächst für Aufnahmegegenstände die biologisch wichtig sind. Auch für andere Fälle dürfte man mancherlei darin finden. Genügende Angaben über die Eignung der verschiedenen Objektive wird man vermissen, dagegen findet man wertvolle nicht allgemein bekannte Angaben über Farbfilter und Sensibilisierung von Platten, die sehr häufig recht nützlich sein werden.

III. Thiem, W., **Farbenphotographie.** Es werden in aller Kürze die Verfahren zur Herstellung von Farbenaufnahmen mit Hilfe der Lumière- und Agfa-Farbenplatte beschrieben. W. Block.

Müller, W., **Materialprüfung und Baustoffkunde für den Maschinenbau.** XII u. 370 S., 315 Abb. R. Oldenbourg, München u. Berlin. Preis geh. 11.— M., geb. 12.50 M.

Das Buch bringt zunächst auf etwa 100 Seiten eine eigentliche Technik der Materialprüfung in der Art, wie sie in Fabriklaboratorien ausgeführt wird, einschließlich elektrischer, magnetischer und metallographischer Verfahren und Prüfung durch polarisiertes Licht und Röntgenstrahlen. Der Hauptteil des Buches behandelt dann eingehend die

Eigenschaften der Metalle, die für den Maschinenbau von Bedeutung sind. Zunächst wird ein allgemeines Kapitel über die Erstarrungen und innere Umwandlung der Metalle gebracht, sodann geht es auf den Einfluß der chemischen Zusammensetzung bei den einzelnen Metallen ein, weiter auf ihre Eigenschaften in Kälte und Wärme, endlich auf die Einflüsse von Kaltrecken, Ausglühen, Warmrecken, Abschrecken, Anlassen. Den Schluß bildet ein Abschnitt über die Korrosionserscheinungen.

Das Buch ist hervorragend klar und leicht verständlich geschrieben. Es wendet sich in der Hauptsache an den Praktiker, es bringt nicht zu viel Einzelheiten, eine Gefahr, die sich bei den vorliegenden Stoff nur sehr schwer vermeiden läßt, es bringt uns ausreichend viel theoretische Gedankengänge, die für den Praktiker von Bedeutung sind. Der Verf. hat das Buch als ein Lehrbuch und Leitfaden für Studierende und Praktiker bezeichnet. Für diese Zwecke dürfte es sehr wertvoll sein, auch ebenso für weitere Kreise. Sein Studium kann nur dringend empfohlen werden.

W. Block.

Haas, A., **Das Naturbild der neuen Physik.** Zweite wesentlich vermehrte und verbesserte Auflage. 160 S. 17 Abb. Walter de Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig 1924.

Die erste Auflage (1920) dieses sehr lesenswerten Buches enthielt 5 Vorträge über die neuen großen Theorien der Physik. Diesen sind in der neuen Auflage 3 weitere Vorträge hinzugefügt. Ihre Titel sind: Die Theorie der Grundstoffe, Die Physik der Sterne, Das Weltall. Haas bewährt in ihnen von neuem seine Darstellungskunst. Es dürfte nicht leicht möglich sein, einem Laienpublikum die wichtigsten Gedankengänge der Physik besser vorzutragen als es hier geschehen ist.

F. Henning.

Angerer, E. v., **Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen.** 116 S. 11 Abb. i. T. Sammlung Vieweg H. 71. Friedr. Vieweg u. Sohn Braunschweig 1924.

In dem Buch ist eine Anzahl von Laboratoriumserfahrungen zusammengefaßt, von denen man eine Reihe selten eingehend beschrieben findet und die besonders dem angehenden Physiker von Nutzen sein werden. Allerdings scheinen die meisten Vorschläge dem Arbeitsgebiet eines einzelnen Laboratoriums entnommen. Manche Angaben sind allzu kurz, wie z. B. die Vorschrift zur Trennung von Helium und Neon. Besonders bei den „Technischen Kunstgriffen" die nicht in dem Abschnitt „Technisches" von Kohlrausch's Lehrbuch oder in dem Handfertigkeitspraktikum von Wehnelt enthalten sind, wäre größere Ausführlichkeit sehr erwünscht. Dafür könnten andere Teile fortbleiben, wie z. B. die Beschreibung der Lindeckschen Methode zur Messung von elektromotorischer Kräfte, die der Verfasser übrigens fälschlich dem Unterzeichneten zuschreibt. Die vielfach beschriebene Methode kann nicht als Kunstgriff angesehen werden.

F. Henning.

Wolff, H. und Schlick, W., **Taschenbuch für die Farben- und Lackindustrie.** II, 177 S. Wissenschaftliche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart 1924.

Der Textteil der vorliegenden Neuauflage weist gegenüber der ersten Drucklegung keine nennenswerten Verbesserungen auf, was man bei einem noch völlig in der Entwicklung begriffenen Fachgebiete eigentlich nur ungern feststellt; es kann daher inhaltlich auf die Besprechung im letzten Jahrgange dieser Zeitschrift (1923, S. 189) verwiesen werden. Einige Änderungen sind nur hinsichtlich des zweiten Teiles zu erwähnen, der durch einige kurze Abhandlungen über die wichtigsten anorganischen Körperfarben, über die Prüfung und den Ölgehalt der Anstrichfarben, sowie durch Ausführungen über die Teerfarbstoffe und Farblacke erweitert worden ist. Die gute Ausstattung des „Taschenbuches für die Farben- und Lackindustrie" hat keine Änderung erfahren.

U. Retzow.

Benischke, G., **Die Schutzvorrichtungen der Starkstromtechnik gegen atmosphärische Entladungen und Überspannungen.** Bd. 1 der Sammlung: Elektrotechnik in Einzeldarstellungen. 3. erw. Aufl. 8°. 149 S. 132 Abb. F. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1923.

Der Verf. behandelt in überaus klarer Weise das ganze Gebiet des Überspannungsschutzes. Er bedient sich in erster Linie der anschaulichen physikalischen Vorstellung zur Erklärung aller Vorgänge, und benutzt die Mathematik nur da, wo es in einfacher Weise und vor allem ohne falsche Vereinfachungen des Problemes geschehen kann. Es wird zunächst die Entstehung von gefährlichen Spannungen durch atmosphärische Störungen oder durch Fehler in der Anlage untersucht; der Verf. warnt dabei vor einer Überschätzung der entstehenden Überspannungen. Er kommt dann zur Besprechung der Schutzmittel, deren Vorzüge und Nachteile im einzelnen erörtert werden. Den Schluß bildet ein Kapitel über Hilfsapparate und über Spannungssicherungen für Niederspannungsstromkreise. Als Anhang sind die Prüfvorschriften des V. D. E. beigefügt. Das Buch kann allen denen, die sich über den Schutz von Freileitungen und Maschinen gegen Überspannungen unterrichten wollen, nur empfohlen werden.

Fritz K. Schröter.

Guertler, W., **Metallographie.** Ein ausführliches Lehr- und Handbuch der Konstitution und der physikalischen, chemischen und technischen Eigenschaften der Metalle und metallischen Legierungen. 2. Bd.: Die Eigenschaften der Metalle und ihren Legierungen. 6. H. Die elektrische und Wärmeleitfähigkeit von A. Schulze. 1. Lieferung. 185 S. Gebr. Borntraeger, Berlin 1923. Geh. 11,25 M.

Von diesem großangelegten Handbuche behandelt der 1. Band die Konstitution der Metalle und Legierungen (erschienen sind davon bisher der 1. Teil und die drei ersten Hefte des 2. Teils), der 2. die Eigenschaftslehre und der 3. den Quellennachweis für das gesamte Gebiet. Von dem 2. Bande liegen bisher das 1. und 3. Heft des 1. Teils (Erzeugung und Entstehung von Legierungen, Metallographische Öfen; Elektrochemische Metallkunde) vor; ihnen schließt sich jetzt die erste Lieferung des 6. Heftes an, in welchem das wichtigste Beobachtungsmaterial über die elektrische Leitfähigkeit sammelnd und kritisch bearbeitet ist. Besonders sind dabei auch die Werte für Stoffe verschiedener Reinheit zusammengestellt. Sehr begrüßen wird man die graphischen Tafeln, welche die Abhängigkeit des spez. Widerstandes von der Temperatur zeigen. Dem Charakter als Sammelwerk entsprechend, ist auf theoretische Erörterungen und den Zusammenhang mit der Elektronentheorie nur sehr kurz eingegangen.

Das an Umfang bei weitem überwiegende 1. Kapitel beschäftigt sich mit der elektrischen Leitfähigkeit der Metalle und Metalloide, sowie ihrer Abhängigkeit von der Temperatur. Die folgenden, wesentlich kürzeren, behandeln den supraleitenden Zustand, die Leitfähigkeitsänderungen bei Modifikationsumwandlungen, beim Schmelzen und durch Verformung, den Einfluß des Druckes, des Magnetfeldes, der Stromart (Gleich- und Wechselstrom), der Belichtung uud Bestrahlung, sowie der Kristallstruktur, die Leitfähigkeit von Pulvern und dünnen Schichten und die Theorien der elektrischen Leitfähigkeit.

Die ganze Verarbeitung des Stoffes läßt das Werk als Nachschlagebuch vorzüglich geeignet erscheinen.

G. Berndt.

Mitteilungen aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Eisenforschung in Düsseldorf. Hrsg. v. Fritz Wüst. III. Band, 2. H. 98 S. 1922.

Dies Heft enthält zunächst eine Arbeit von Friedrich Körber über Verfestigung und Zugfestigkeit (ein Beitrag zur Mechanik des Zerreißversuches plastischer Metalle). Aus der Kurve den wahren (d. h. auf den jeweiligen Querschnitt bezogenen) Spannungen läßt sich die Zugfestigkeit nach einer einfachen Formel berechnen, da im Gebiete stark bildsamen Formänderungen der Zuwachs der wahren Spannung proportional der durch die Abnahme des Querschnittes ge-

messenen Formänderung ist. Die nach jener Formel berechneten Werte stehen in guter Übereinstimmung mit den beobachteten. Die beim Zerreißversuch entstehende Verfestigung wird auf Grund der Tammannschen Gleittheorie erklärt, die auch durch die Annahme einer Gleichrichtung der Kristallelemente im Gebiete starker Formänderungen erweitert wird. Die Zulässigkeit dieser Annahme ergibt sich aus den Ergebnissen der Röntgen-Untersuchungen stark gezogener Metalldrähte.

Franz Wever (Die Atomanordnung des magnetischen und des unmagnetischen Nickels) findet, daß die Raumgitter des α- und des β-Nickels indentisch, nämlich kubischflächenzentriert mit einem Parameter von $3{,}519 \cdot 10^{-8}$ cm sind und somit das unmagnetische β-Nickel (ebenso wie das β-Eisen) nicht als allotrope Form angesehen werden kann.

Eduard Maurer und Friedrich Meißner (Über eine einfache Stabform für die Bestimmung der magnetischen Eigenschaften mittels der ballistischen Methode) weisen nach, daß man mit zylindrischen Stäben, dem durch je einen stumpfen und spitzen Kegel an beiden Enden angenähert Ellipsoidform gegeben ist, nach der ballistischen Methode Werte erhält, die befriedigend mit den wahren übereinstimmen.

Aus umfangreichen „Vergleichenden Untersuchungen an saurem und basischen Stahl" von Fritz Wüst folgt, daß zwischen Flußeisen saurer und basischer Herkunft bei gleicher chemischer Zusammensetzung keine Unterschiede in Bezug auf die Lage der Umwandlungstemperatur, mechanische, elektrische und magnetische Eigenschaften, sowie das Gefüge bestehen.

Eduard Maurer und Siegfried Schleicher (Über die chemische und thermische Veränderung der Herdofenheizgase für Vorwärmen, insbesondere in Gegenwart von Teerdämpfen) stellen auf Grund ihrer Versuche Formeln auf, welche die Umsetzung der Heizgase in der Leitung bis zum Ofenkopf zu verfolgen gestatten, und geben eine Erklärung für die Verminderung des Heizwertes beim Erhitzen, wonach die Ursachen dafür in exothermen Reaktionen und in Kohlenstoff abscheidenden Dissoziationsvorgängen liegen.

Nach Untersuchungen von Hubert Vogl (die Eignung des Elektroofens zur Herstellung von Stahlwerkskokillen und Temperguß) ist der Elektroofen vorzüglich zur Herstellung von hochwertigem Grau- und schmiedbaren Guß geeignet. G. Berndt.

Barreca, P., **Elementi di Telegrafia e Telefonia senza Fili.** 2. Aufl. 450 S., 254 Abb. Raffaello Giusti, Livorno 1923.

Das Buch enthält in kurzer Darstellung alles auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie und Telephonie Wissenswerte unter Berücksichtigung der neuesten Arbeiten. Die äußere Form ist die eines handlichen Taschenbuches. Es fehlt ein alphabetisches Inhaltsverzeichnis, was umso mehr zu bedauern ist, da die vielen in dem Buch verstreut gemachten Angaben über Stationen ohne Verzeichnis kaum zu finden sind. E. Alberti.

Grätz, L., **Der Äther und die Relativitätstheorie.** 80 S., 19 Abb. i. T. J. Engelhorns Nachf., Stuttgart 1923.

In sechs gemeinverständlichen Vorträgen über den Äther in der klassischen und der modernen Physik macht der Verfasser in seiner geschickten Darstellungsweise seine Leser mit den Schwierigkeiten bekannt, welche die Theorie der Quanten und besonders die Relativitätstheorie unserem Streben nach sinnlicher Vorstellung bieten. Er klagt, daß der Äther, an den sich die Vorstellung gern klammert, von der Relativitätstheorie geleugnet wird und daß dadurch die Physik zu einer rein begrifflichen Wissenschaft wird. Im Einzelnen handeln die Vorträge über den Äther als Vermittler des Lichts und der Fernkräfte, die Energiequanten, die Bewegung der Körper im Äther, die spezielle Relativitätstheorie nebst deren Folgerungen, die Trägheit der Energie, Theorie der Gravitation und verallgemeinerte Relativitätstheorie. Die schwere Aufgabe, all diese Kapitel ohne mathematischen Apparat zu behandeln, ist sehr geschickt gelöst.

Einige Versehen dürften sich in späteren Auflagen leicht beseitigen lassen: z. B. ist es nicht richtig, daß (S. 15) die Zahl der in einer Stadt lebenden Personen eines bestimmten Alters bis 40 Jahren zunimmt. In einer abgeschlossenen Bevölkerung ist das wahrscheinlichste Alter 0 Jahre, wenn auch mit 40 Jahren die Sterblichkeit am geringsten ist. — Ferner kommt es (S. 17) beim Michelsonversuch nicht darauf an, ob sich der Abstand der Interferenzenstreifen vergrößert oder nicht, sondern ob sich das ganze Streifensystem verschiebt oder nicht. F. Henning.

Wien, W., **Die Relativitätstheorie vom Standpunkt der Physik und Erkenntnislehre.** 8°, 36 S. J. A. Barth, Leipzig 1921.

Die Broschüre ist die Niederschrift eines Vortrages, den der Verfasser auf Veranlassung der Firma Siemens u. Halske gehalten hat. Sie ist durchaus allgemein verständlich gehalten, Versuche und ihre mathematische Behandlung sind in den Anhang verwiesen. Das Heft empfiehlt sich daher besonders für nicht physikalisch Vorgebildete, die sich einen Überblick über die Grundlagen einer Theorie bilden wollen, über die ein abschließendes Urteil, wie der Verf. betont, heute noch nicht gefällt werden kann. Fritz K. Schröter.

Petzoldt, J., **Die Stellung der Relativitätstheorie in der geistigen Entwickelung der Menschheit.** VII, 98 S. 2. verb. u. verm. Aufl. J. A. Barth, Leipzig 1923.

Auf den Wegen Machs wandelnd vertritt der Verf. sehr überzeugend den Standpunkt, daß wir nur durch Sinnesempfindungen zu der wahren Erkenntnis der Natur gelangen können. Es wird dargetan, daß die Grundgedanken der Relativitätstheorie der alten mechanischen Naturauffassung den Todesstoß versetzen. Das höchst anregend geschriebene Büchlein kann jedem Naturwissenschaftler, der gern philosophische Fragen erörtert, bestens empfohlen werden. F. Henning.

Günther, H., **Mikroskopie für jedermann.** 8°, 238 S., 214 Abb. i. T. Handbücher f. die praktische naturwissensch. Arbeit. Bd. 1. 7. bis 13. Tausend. Franckh'sche Verlagshandlung, Stuttgart 1923.

Das Buch ist bezeichnet als Hand- und Hilfsbuch für Anfänger und Fortgeschrittene. Es unterrichtet den Leser nicht nur in leichtverständlicher und angenehmer Weise über das Mikroskop und die Hilfsmittel zum Mikroskopieren sondern auch über die Herstellung von pflanzlichen und tierischen mikroskopischen Präparaten. Der zoologische Teil des ausgezeichneten Buches ist von Dr. Georg Stehli, der botanische von Prof. A. Wagner bearbeitet. F. Henning.

Benischke, G., **Die asynchronen Drehstrommotoren.** (Elektrotechnik in Einzeldarstellungen, H. 5.) 2. erw. A. VIII, 232 S. 168 Abb. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1921.

In neuerer Zeit hat sich das Anwendungsgebiet der asynchronen Drehstrommotoren durch die Phasenschieber zur Erhöhung des Leistungsfaktors, die Kommutatormotoren und die Kaskadensätze für feinstufige Drehzahlregelung erweitert. Diese neuen Anwendungen kommen auch in der vorliegenden 2. Auflage des Werkes zur Geltung, welches so als eine erfreuliche Bereicherung unseres speziellen elektrotechnischen Schrifttums bezeichnet werden kann. W. Hort.

Benischke, G., **Die wissenschaftlichen Grundlagen der Elektrotechnik.** 6. verm. A. XVI, 682 S. 633 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1922.

Benischkes Grundlagen gehören seit langem zu den viel gekauften Lehrbüchern der Elektrotechnik, wodurch die praktische Brauchbarkeit des Werkes hinlänglich bewiesen wird. — Die neue Ausgabe wird wiederum der neueren Entwicklung gerecht durch Erweiterung der Kapitel über die Schaltvorgänge sowie über den Stromverlauf in

Nichtleitern und erhält sich so ihren Platz in der bewährten Klasse des elektrotechnischen Schrifttums. W. Hort.

Schneider, E., **Mathematische Schwingungslehre.** Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten, sowie einiges über partielle Differentialgleichungen und Differenzengleichungen. VI, 194 S. 49 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1924.

Dies Buch gibt Aufschluß über zahlreiche Einzelheiten bei der Aufsuchung der Integrale, hauptsächlich der im Untertitel zuerst genannten Differentialgleichungen. Partielle Differentialgleichungen und Differenzengleichungen werden kürzer behandelt.

Der Schwingungstechniker findet hier viel Formelstoff, den er ohne das Buch selbst ausrechnen müßte. Man muß dem Verfasser dankbar sein, daß er sich die Mühe dieser Zusammenstellung gemacht hat. W. Hort.

Benischke, G., **Die Transformatoren** (Elektrotechnik in Einzeldarstellungen, H. 15). 2. erw. A. VIII, 276 S. 232 Abb. i. T.

Die neue Auflage dieses Werkes ist entsprechend der Entwicklung der Transformatorentechnik (größere Einheiten, höhere Spannungen, Öl statt Luft usw.) erweitert worden. Insbesondere sind die konstruktiven Fragen, Isolation, mechanische Kräfte berücksichtigt, so daß das Buch sich als zwar knappes, aber aufschlußreiches Orientierungsmittel empfiehlt. W. Hort.

Aigner, F., **Unterwasserschalltechnik.** Grundlagen, Ziele und Grenzen (Submarine Akustik in Theorie u. Praxis). VIII, 322 S. 169 Abb. i. T. M. Krayn, Berlin. 1922.

Die Akustik, lange Zeit ein wenig gepflegtes Gebiet der Physik, hat in den letzten 10 Jahren eine ungeahnte Entwicklung durch das Aufkommen der Unterwasserschalltechnik erfahren. Hier erschloß sich ein außerordentliches Feld der Forschung, der sich in Oesterreich vorzugsweise der Verfasser, in Deutschland H. Barkhausen, H. Lichte, A. du Bois-Reymond, H. Gerdien, W. Hahnemann, H. Hecht, E. M. v. Hornbortel, H. Riegger, M. Wertheimer zuwandten.

Es ist das Verdienst F. Aigners, den durch diese Forscher in den verschiedensten Publikationen dargebotenen Stoff unparteiisch zusammenfassend dargestellt zu haben. Auch die gleichmäßige Behandlung des konstruktiven Materials der verschiedenen Firmen ist anzuerkennen.

Das ganze Werk stellt ein äußerst aufschlußreiches Lehrbuch der technischen (Stark-)schallerzeugung, Fortleitung und Abhörung dar, dessen Befragung aufs wärmste zu empfehlen ist. W. Hort.

Schlömilch, O., **Kompendium der höheren Analysis.** 6. A. Bearb. v. A. Kneser. I. Bd. X, 619 S. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1923.

Das treffliche Lehrbuch Schlömilchs erfährt hier durch A. Kneser eine neue Bearbeitung im Sinne der Geltendmachung strengerer Beweismethoden. In dem Mangel dieser waren bisher manche Bedenken begründet, die von Seiten der reinen Mathematiker gegen das im Lehrbetrieb einer Technischen Hochschule entstandene Werk eingewendet wurden.

Die Neubearbeitung hat es aber gut verstanden, in der Heraushebung der spezifischen mathematischen Präzisionsmethoden nicht so weit zu gehen, daß dadurch wieder die bewährte Brauchbarkeit des Buches für Techniker und Physiker beeinträchtigt würde. Diesen bietet es wie bisher, in der geschickten Lehrdarstellung Schlömilchs, „die gründliche Kenntnis der naturwüchsigen analytischen Gebilde und Sicherheit im analytischen Rechnen, unter Ablehnung der Überfeinerungen der Theorie der reellen Funktionen, der Mengenlehre, der undifferenzierbaren Funktionen und ähnlicher pathologischer Erscheinungen". So drückt sich der Bearbeiter selbst höchst witzig in der Einleitung aus.

Im Schlußteil ist die Integration der Differentialgleichungen durch Reihen fortgefallen. Ich nehme an, daß das praktisch wichtige Kapitel im zweiten Band in modernisierter Form zur Behandlung kommen wird. W. Hort.

Technische Nachrichten.

Welt-Kraft-Konferenz.

World Power Conference London 1924.

Die „Erste Welt-Kraft-Konferenz" findet von Montag, 30. Juni bis Sonnabend, 12. Juli 1924, in London-Wembley im Rahmen der British Empire Exhibition statt.

Der Konferenzgedanke entstand aus dem Zusammenwirken mehrerer führenden Körperschaften Englands, unter denen besonders die British Electrical and Allied Manufacturers Association zu erwähnen ist. Das Programm der Welt-Kraft-Konferenz gruppiert alle Krafterzeugungsfragen um die Kernfrage der Elektrizitätserzeugung; es gliedert sich in fünf große Gruppen:

I. Kraftquellen. II. Krafterzeugung. III. Kraftübertragung und -verteilung. IV. Kraftverwendung. V. Allgemeines.

Die großen Gruppen sind wiederum wie folgt unterteilt:

I. Kraftquellen, A) Übersicht über die Kraftquellen in den einzelnen Ländern.

II. Krafterzeugung. B) Wasserkraft. C) Brennstoffe und Brennstoffaufbereitung (Destillation der Kohle bei hoher und niederer Temperatur — Kohlenstaub — Ölschiefer — Ölraffination — Braunkohle — Torf — sonstige Feuerungsstoffe). D) Dampfkrafterzeugung: 1. Dampferzeugung; 2. Dampfverwendung. E) Verbrennungskraftmaschinen. F) Kraft aus anderen Kraftquellen (Wind, Sonne, Gezeiten u. a.).

III. Kraftübertragung und -verteilung. G) 1. Wechselstrom-Übertragung und Verteilung (Wechselstrom-Generatoren, Motoren, Transformatoren und Schalteinrichtungen); Großkraftwerke, Fernleitungen; Leitungsnetze; Normung der Spannungen und der Frequenzen; unterirdische Hochspannungskabel; Unterseekabel für Kraftübertragung. 2. Erzeugung, Fernleitung und Verteilung hochgespannten Gleichstroms. 3. Niederspannungsverteilung und -speicherung. 4. Kraftgasfernleitung. 5. Mechanische Kraftübertragung.

IV. Kraftverwendung. H) Industrie, Haushalt und Landwirtschaft, I) Elektrochemie und Elektrometallurgie, K) Verkehrswesen, L) Lichterzeugung.

V. Allgemeines. Dieser Abschnitt umfaßt solche Gebiete, die für die Konferenz von besonderem Interesse sind, jedoch nicht unter die vorgenannten Sondergruppen fallen. M) Fragen wirtschaftlicher, finanzieller und rechtlicher Natur mit Bezug auf Kraftwerke. N) Allgemeines (Forschungswesen — Nationale und Internationale Normung — Erziehung des Handwerkers, des Ingenieurs und des Kaufmanns — Arbeitshygiene und Psychologie — Pressewesen — Nationale Sonderheiten — Internationale Zusammenarbeit). Schließlich ist zu erwähnen eine im Programm vorgesehene Erörterung über die Bildung einer ständigen Organisation für die in die Konferenz einbezogenen Gebiete.

Zu den Unterabschnitten A bis N werden von jeder an der Konferenz teilnehmenden Nation aus den für sie bemerkenswertesten Gebieten Berichte geliefert, die in Englisch oder Französisch, den beiden offiziellen Verhandlungssprachen, vorgelegt werden müssen. Während der Konferenz werden diese Berichte vorgetragen und diskutiert; für die Diskussion im Anschluß an die Vorträge sind auch andere Sprachen zugelassen und Dolmetscher bereit.

Es liegt bisher schon eine hohe Zahl von Beiträgen aus den verschiedensten Ländern vor; besonders stark ist England mit seinen Kolonien vertreten und auch die Vereinigten Staaten von Nordamerika erscheinen mit besonders zahlreichen Beiträgen. Jedes beteiligte Land hat einen Nationalen Ausschuß für die Vorbereitungen zur Konferenz gebildet.



Deutschland ist ebenfalls in aller Form zur Teilnahme an diesem Internationalen Kongreß eingeladen worden. Es fällt der Technik damit die Aufgabe zu, die abgerissenen Fäden erstmals in solchem Umfang wieder zu knüpfen. Da es sich um eine technisch-wissenschaftliche Frage handelt, hat die Reichsregierung deren weitere Behandlung dem Deutschen Verband technisch-wissenschaftlicher Vereine übertragen, dessen Vorsitzender zugleich zum Vorsitzenden des Deutschen Nationalen Komitees gewählt wurde. Trotz der sehr knappen verfügbaren Zeit (der Sondertermin für Deutschland läuft am 1. April ab) ist doch eine der deutschen Technik würdige Vertretung sichergestellt.

Die gesamten der Konferenz eingereichten Beiträge werden von der Konferenzleitung voraussichtlich ergänzt durch das Ergebnis der Aussprache, Ende des Jahren in mehreren Sammelbänden in englischer bzw. französischer Sprache (je nachdem sie eingereicht sind) herausgeben und im Buchhandel zum Preise von etwa 150 M. erhältlich sein.

Für Interessenten besteht die Möglichkeit, Mitglied der Konferenz zu werden. Sobald weitere Einzelheiten über die Erwerbung der Mitgliedschaft bekannt werden, werden wir nähere Mitteilungen darüber veröffentlichen.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Berlin. Am Freitag, den 23. Mai 1924 findet im Hause des Vereins Deutscher Ingenieure Berlin NW. 7, Sommerstraße 4a, die erste Tagung der Deutschen Glastechnischen Gesellschaft — D. G. G. — statt. Nach Abhaltung der Mitgliederversammlung folgen ab vormittags 10 Uhr im weiteren Kreise Vorträge mit Lichtbildern: 1. Privatdozent Dr. H. Schulz: Glastechnik in Vergangenheit und Zukunft. 2. Oberingenieur Dipl.-Ing. C. Michenfelder: Zur Frage der Materialbewegung in Glashütten. 3. Prof. Dr. K. Endell: Über die Haltbarkeit feuerfester Baustoffe in der Glasindustrie. 4. Dr.-Ing. H. Maurach: Erfahrungen aus dem wärmetechnischen Meßwesen in Glashütten. — Im Anschluß an die Vorträge wird eine Filmvorführung aus der Hohlglasfabrikation geboten. Der Zutritt zur Tagung ist nur gegen Vorweis einer Teilnehmerkarte gestattet. Diese wird auf den Namen des Teilnehmers ausgestellt gegen Voreinsendung von 20 G.-M. (auf das Postscheckkonto unseres Bankhauses Bass & Herz, Frankfurt a. M. Nr. 1158) von der Geschäftsstelle der „Deutschen Glastechnischen Gesellschaft" (D. G. G.), Frankfurt am Main, Gutleutstraße 8. Anmeldungen sind möglichst sofort, spätestens bis zum 5. Mai 1924 erbeten.

Helgoland. Zur Besichtigung der Staatlichen Biologischen Anstalt auf Helgoland und der Staatlichen Stelle für Naturdenkmalpflege in Preußen werden zwei Studienfahrten veranstaltet und zwar vom 10. bis 15 Juni 1924 und vom 5. bis 10. August 1924. Auskunft erteilt die Staatliche Stelle für Naturdenkmalpflege, Berlin-Schöneberg, Grunewaldstraße 6/7 (Fernruf: Lützow 6600).

Personalnachrichten.

Göttingen. Die Firma Wilhelm Lambrecht wurde in eine Aktien-Gesellschaft umgewandelt mit der Anschrift: Wilh. Lambrecht, Aktien-Gesellschaft, Erste Göttinger Barometer- und Hygrometerfabrik.

München. Ernannt wurde der frühere ord. Professor an der Universität Berlin Dr. Carathéodory zum etatsmäßigen ordentlichen Professor der Mathematik der Universität München als Nachfolger des Geh. Rates von Lindemann.

Stuttgart. An der Technischen Hochschule zu Stuttgart wurden als Privatdozenten zugelassen: Oberingenieur am Ingenieurlaboratorium H. Stückle für das Gebiet Kolbenpumpen und Kolbenkompressoren in der Abteilung für Maschineningenieurwesen und Studiendirektor Dr. R. Lotze für Mathematik in der Abteilung für allgemeine Wissenschaften.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Bericht

über die vierte Jahrestagung vom 16. bis 20. September 1923 und über die fünfte Hauptversammlung am 18. September 1923 in Bonn.

Die Jahrestagung des Jahres 1923 fand in den Tagen vom 16. bis 20. September 1923 in Bonn statt gleichzeitig mit der Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. Obgleich noch bis in die letzten Tage vor Beginn der Versammlung von vielen Seiten ernste Bedenken gegen die Abhaltung der Physikertagung in Bonn angesichts der schwierigen Verhältnisse im besetzten Gebiet geäußert wurden, ließen wir uns an der einmal getroffenen Wahl doch nicht irre machen; wir taten recht daran, denn der Verlauf der Tagung hat wohl alle Erwartungen der Teilnehmer übertroffen. Sie wird als eine der angenehmsten betrachtet, und die Tage in Bonn werden den Teilnehmern in freundlichster Erinnerung bleiben. Dies wird vor allem dem Ortsausschuß gedankt, der unter Führung der Herren Konen und Pflüger für eine reibungslose Abwicklung der Veranstaltungen sorgte und dem es besonders zu danken ist, daß Ein- und Ausreisen, ja auch Geldbeschaffungen, sich ohne Schwierigkeiten vollzogen. Nicht weniger Dank gehört auch den Städten Bonn und Godesberg, die durch zahlreiche Erleichterungen, durch einen Theaterabend im Bonner Stadttheater mit der Aufführung „Der zerbrochene Krug", ferner durch einen reizenden Nachmittag im Kurhaus in Godesberg die Tage verschönten. Am Donnerstag fand eine ganztägige Besichtigung der Elberfelder Farbwerke in Leverkusen statt, wo Herr Geheimrat Duisberg die Führung selbst übernahm, und wo durch Besichtigung der Anlagen und durch Vorführung von Filmen ein Überblick über die riesige Fabrikation und Organisation dieser Fabrik, auch ihre neuesten Forschungen auf dem Gebiet der Krankheitsbekämpfung, gegeben wurde.

Wir fühlen uns gedrungen, dem Ortsausschuß, besonders den Herren Konen und Pflüger, den Städten Bonn und Godesberg und den Elberfelder Farbwerken in der Person des Herrn Geheimrat Duisberg für die mühevollen und sorgfältigen Vorbereitungen und die gastlich mit rheinischem Frohsinn dargebotene Aufnahme auch hier nochmals herzlichst zu danken.

Die wissenschaftlichen Sitzungen unserer Gesellschaft und der Deutschen Physikalischen Gesellschaft waren auf unsere Anregung erstmalig so verteilt, daß niemals zwei Vorträge gleichzeitig stattfanden und der letzte Vortrag am Mittwochabend abgehalten werden konnte, worauf dann noch am Donnerstag der gemeinsame Besuch von Leverkusen stattfand. Am Sonntag waren zwei Vorträge von W. Wien über Kanalstrahlung und J. Zenneck über die Versuche von Hertz und die drahtlose Telegraphie vorausgegangen, veranstaltet von der Helmholtz-Gesellschaft.

Die Gegenstände, über die gesprochen wurde, sind die folgenden:

Gemeinsame Eröffnungssitzung, Montag, 9 Uhr vormittags. Vorsitzender: Herr Himstedt.

Herr Paschen: Über die spektroskopische Erforschung des Atombaues.

Herr Polanyi: Über Strukturuntersuchungen mittels Röntgenstrahlen.

Erste Fachsitzung der Physikalischen Gesellschaft, Montag, 3 Uhr nachmittags. Vorsitzender: Herr Kayser.

Herr Gudden: Über die Gültigkeit der Stokesschen Regel bei Phosphoren. Diskussion: 1. Herr Hausser, 2. Herr Pringsheim, 3. Herr Einstein.

Herr Gerlach: Über das Jodspektrum. Diskussion: 1. Herr Steubing, 2. Herr Konen, 3. Herr Mecke, 4. Herr Born.

Herr Franck: Über sensibilisierte Fluoreszenz. (Keine Diskussion.)

Herr Joos: Über einen Versuch zum Nachweis einer etwaigen einseitigen Intensitätsverteilung bei der Lichtausstrahlung. Diskussion: 1. Herr Wien, 2. Herr Einstein, 3. Herr Hopmann, 4. Herr Noddack, 5. Herr Hopmann, 6. Herr Hausser, 7. Herr Born, 8. Herr Einstein, 9. Herr Sommerfeld, 10. Herr Emersleben.

Erste Fachsitzung der Gesellschaft für technische Physik, Montag, 5 Uhr nachmittags. Vorsitzender: Herr Zenneck.

Herr Knoblauch: Über experimentelle Untersuchungen zum Thomson-Joule-Effekt.

Herr Behnken: Über die Vereinheitlichung der Röntgendosismessung. Diskussion: 1. Herr Hausser, 2. Herr Fischer, 3. Herr Neubert, 4. Herr Kuhlenkampf.

Herr Franke: Über eigenartige Meßdifferenzen bei der Auswertung von Röntgenstrahlenmessungen. Diskussion: Herr Behnken.

Zweite Fachsitzung der Physikalischen Gesellschaft, Dienstag, 11 Uhr vormittags. Vorsitzender: Herr Sommerfeld.

Herr Hoffmann: Über die Radioaktivität der Alkalimetalle. Diskussion: Herr Wien.

Herr Hopmann: Über die Deutung der Ergebnisse der amerikanischen Einsteinexpedition. Diskussion: 1. Herr Einstein, 2. Herr Sommerfeld, 3. Herr Angenheister.

Herr Becker: Die Thermodynamik der Ionisierung einatomiger Gase. Diskussion: 1. Herr Einstein, 2. Herr Nernst, 3. Herr Ornstein, 4. Herr Herzfeld, 5. Herr Born.

Herr Herzfeld: Die chemische Valenz als Energiefrage. Diskussion: Herr Nernst.

Zweite Fachsitzung der Gesellschaft für technische Physik, Mittwoch, 9 Uhr vormittags. Vorsitzender: Herr Gaede.

Herr Eggert: Die Gültigkeit des photochemischen Äquivalentgesetzes bei Halogen-Silberplatten.

Herr Noddack: Die Gestalt der photographischen Schwärzungskurve. Diskussion zu den beiden Vorträgen: 1. Herr Franck, 2. Herr Franke, 3. Herr Pringsheim, 4. Herr Uspenski.

Herr Knipping: Über Elektronenemission. Diskussion: 1. Herr Schmidt, 2. Herr Pirani, 3. Herr Grebe, 4. Herr Franke, 5. Herr Leithäuser, 6. Herr Emersleben.

Herr Kaufmann: Die Hysteresiskurve des Eisens bei 500 Period./Sek.

Dritte Fachsitzung der Physikalischen Gesellschaft, Mittwoch, 11 Uhr vormittags. Vorsitzender: Herr Hagenbach.

Herr Ornstein: Über photographische Photometrie. Diskussion: 1. Herr Hopmann, 2. Herr Pohl, 3. Herr Eggert, 4. Herr Kieser.

Herr Müller: Über den Sinn der physikalischen Axiomatik. Diskussion: Herr Emersleben.

Dritte Fachsitzung der Gesellschaft für technische Physik, Mittwoch, 3 Uhr nachmittags. Vorsitzender: Herr Schmidt.

Herr Eggert: Über die photochemische Sensibilisierung der Maleinesterumlagerung durch Brom. Diskussion: 1. Herr Franck, 2. Herr Hertel, 3. Herr Polanyi, 4. Herr Noddack.

Herr Grüneisen: Über Messungen an Kristallen aus Zink und Kadmium. (Keine Diskussion.)

Herr Noddack (für Herrn Weidert): Über die Grenzen der Photographie in Darstellung und Messung. (Keine Diskussion.)

Herr Rumpf: Das Verschwinden des Benedickseffektes im Vakuum. Diskussion: Herr Schmidt.

Vierte Fachsitzung der Physikalischen Gesellschaft, Mittwoch, 5 Uhr nachmittags. Vorsitzender: Herr Zenneck.

Herr Laporte: Die Anordnung von Vanadiumlinien in Multipletts. Diskussion: Herr Landé.

Herr Krutkow: Über adiabatische Invarianten und Bohrsche Theorie. Diskussion: Herr Born.

Herr Raschewski: Über die Relativitätstheorie als eine der möglichen Darstellungsweisen der physikalischen Erscheinungen. Diskussion: Herr Lanczos.

Herr Landé: Über Atomaufbau. (Keine Diskussion.)

Die Hauptversammlung war ordnungsmäßig einberufen und wurde am 18. September 1923, abends 6 Uhr, im Physikalischen Institut abgehalten. Der zweite Vorsitzende, Herr Dr. Hausser, leitete sie in Vertretung von Herrn Gehlhoff, der auf einer Reise in Amerika war, und erstattete den allgemeinen Geschäftsbericht. Danach ist die Zahl der Mitglieder auf 1560 gewachsen, die der Ortsgruppen auf acht durch die Neugründung von Wien und Göttingen. Das wissenschaftliche Leben war in allen Gruppen lebhaft, der Zusammenhang zwischen den Ortsgruppen und der Gesamtgesellschaft erfreulich.

Im Berichtsjahre hat die Gesellschaft folgende Mitglieder durch den Tod verloren:

Dr. Heinrich Erfle, Jena,
Kommerzienrat Dr.-Ing. e h. Paul Goerz, Berlin,
Dr.-Ing. Ludwig Gümbel, Prof. an der Technischen Hochschule Charlottenburg,
Geh. Rat Dr. Wilhelm Hallwachs, Dresden,
Dr.-Ing. h. c. O. Lasche, Berlin, Direktor der A.E.G.,
Geh. Rat Dr. Otto Lehmann, Karlsruhe,
Prof. Dr. Otto Scholl, Leipzig,
Dr. Richard Weichmann, Ludwigshafen.

Zu ihrer Ehrung erhob sich die Versammlung von ihren Sitzen.

Der Schatzmeister Herr Mey berichtete sodann über die geschäftliche Lage. Danach ist die Gesellschaft mit einem Verlust von 5,7 Millionen Mark in das neue Jahr eingetreten, der jedoch durch die Einnahmen des laufenden Jahres ausgeglichen worden ist. Hierzu haben insbesondere wieder die Spenden einer größeren Anzahl Firmen und Einzelpersonen beigetragen. Es wird jedoch, da die Summen zu verschiedenen Zeiten gegeben wurden und infolge der Geldentwicklung nicht mehr vergleichbar sind, von einer Mitteilung der einzelnen Ziffern abgesehen, den Spendern jedoch der wärmste Dank ausgesprochen. Ebenso ist mit Dank der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zu gedenken für die Unterstützung der „Physikalischen Berichte". Die Rechnung wird im einzelnen vorgelegt. Herr Rukop verliest den Bericht der Rechnungsprüfer, worauf die Versammlung dem Vorstand und Schatzmeister die ordnungsmäßige Entlastung erteilt.

Einen Voranschlag für das nächste Jahr aufzustellen, erläßt die Hauptversammlung dem Vorstand, da sie der Ansicht ist, daß angesichts der rapiden Geldentwertung eine einigermaßen begründete Schätzung der Einnahmen und Ausgaben sich nicht ermöglichen läßt. Der Schatzmeister glaubt jedoch, die Zusicherung geben zu können, daß die Gesellschaft über die schwierigen Zeiten hinweg kommen wird. Es wurde von der Versammlung die Erhebung einer außerordentlichen Umlage beschlossen, die sich zusammensetzen soll aus einer Grundzahl multipliziert mit einem Faktor, der der Buchhändlerschlüsselzahl, zurzeit 15 Millionen, entspricht. Die Ortsgruppen können für sich die Grundzahlen erhöhen. Es wird als allgemeine Grundzahl 2,— M., für Berliner Mitglieder 3,— M. festgesetzt. Dem Vorstand soll es überlassen bleiben, den Beitrag für das Jahr 1924 je nach der weiteren Entwicklung später selbst festzusetzen. Für die „Physikalischen Berichte", die bis

dahin außerordentlich billig geliefert wurden, wird gleichfalls ein Preis festgesetzt, der dem tatsächlichen Werte und den Herstellungskosten näher kommt. Er soll für das letzte Vierteljahr 1923 für Mitglieder betragen 10 × Buchhändlerschlüsselzahl, für Nichtmitglieder 14 × Buchhändlerschlüsselzahl. Für österreichische Mitglieder soll nach Vorschlag des Herrn Thirring für das letzte Vierteljahr etwa $1\frac{1}{2}$ Dollar gezahlt werden. Studenten sollen von der Umlage befreit bleiben, falls sie auf die Zeitschrift verzichten.

Über die Zeitschriften erhebt sich eine allgemeinere Aussprache, in der erfreulicherweise die allgemeine Entwicklung sowohl der Zeitschrift für technische Physik wie der Berichte volle Billigung findet. Es wird der Wunsch ausgesprochen, daß die Berichte unter Kreuzband geliefert werden sollen. Ferner bemängelt Herr Zenneck das langsame Erscheinen vieler Arbeiten in der Zeitschrift für technische Physik. Der Vorstand erklärt dies damit, daß die Bogenzahl beschränkt gewesen sei, die Gesellschaft jetzt jedoch frei ist und durch Erweiterung des Umfanges in Zukunft eine schnellere Veröffentlichung durchführen kann. Der Wunsch des Herrn Jentzsch, auf der Zeitschrift das Ausgangsdatum anzubringen, soll geprüft werden. Weitere ins Einzelne gehende Wünsche bringt Herr Altenkirch vor, die zur Kenntnis genommen werden.

Zum Schluß erklärt sich die Gesellschaft damit einverstanden, daß die nächstjährige Hauptversammlung in Innsbruck im Rahmen der geplanten Naturforscherversammlung abgehalten werden soll.

Von einer Neuwahl des Beirates und Vorstandes wurde auf Vorschlag des Vorstandes unter einmütiger Zustimmung der Versammlung Abstand genommen und die gegenwärtigen Mitglieder durch Zuruf wieder bestätigt, so daß diese ihre Geschäfte auf weitere zwei Jahre vom Herbst 1924 ab zu führen haben.

Schluß der Sitzung 10,15 Uhr.

gez. Dr. Gehlhoff. gez. Dr. Mey.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin-Wilmersdorf, Südwestkorso 58 part. r., Telephon-Nr. Rheingau 2784.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. von Auvers, Greifswald:
Herr cand. phys. H. Beuthe, Greifswald, Roonstr. 10.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Georg Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Karl Kirschnick, technischer Leiter der Osram G. m. b. H., Prag VII, Okružni třida 1255.
Herr Bodo Freiherr von Reitzenstein, Direktor der Optischen Werke Schüttz, Akt.-Ges., Cassel.
Herr Dr. phil. Ernst Seyffert, Berlin-Dahlem, Werderstraße 14.

Seitens des Herrn Dr. Hans von Helms, Göttingen:
Herr Dipl.-Ing. Enno Brammer, Göttingen, Reinhäuserlandstraße 49.
Herr Physiker Werner Feld, Göttingen, Nikolausbergweg 17.
Herr Dr. Hans Haalck, Göttingen, Friedländerweg 13.
Herr Ing. Johann Ostermeier, Göttingen, Hainholzweg 40.
Herr Studienassessor Wilhelm Torweg, Göttingen, Wiesenstraße 23.
(Sämtliche Herren bei der „Erda" A.-G. Institut für angewandte Geophysik, Göttingen).

Seitens des Herrn Prof. Dr. W. Hort, Charlottenburg:
Herr Dr. phil. Gerhard Vieth, Prokurist der E. Leybolds Nachfolger A.-G., Köln-Lindenthal, Gleuelstraße 111.

Seitens des Herrn Prof. Dr. J. Precht, Hannover:
Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Hannover.

Seitens des Herrn Dr. G. Schweickert, Berlin-Charlottenburg:
Herr Dr. phil. Erich Schumann, Berlin-Charlottenburg, Dernburgerstraße 1 IV.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. von Auvers, Greifswald, Am Graben 8, jetzt Greifswald, Kapaunenstraße 29.

Herr Dr.-Ing. Eberhard von Brauchitsch, Berlin W. 57. Pallaststraße 17, jetzt Cincinnati, Ohio, U. S. A. Elmstreet 1105.

Herr Dr.-Ing. Karl Daeves, Düsseldorf, Verein Deutscher Eisenhüttenleute, jetzt Leiter der Forschungsabteilung des „Phoenix"-Konzerns, Hauptverwaltung „Phoenix" Düsseldorf, Eiskellerberg.

Herr Dr. Josef Hahn, Rostock, Göbenstraße 22, jetzt Kiel, Feldstraße 65 II r.

Herr Dr. phil. Hans Lassen, Jena, Marienstraße 1, jetzt Berlin-Westend, Akazien-Allee 44 II.

Herr Dr. Martin Linnemann, München, Lindwurmstraße, jetzt München, Pettenhoferstraße 27a II.

Herr Dr. Eduard Lorenser, Freiberg i. Sa., Chemnitzerstraße 37, jetzt Göttingen, Am Goldgraben 11.

Herr Dr.-Ing. Herbert Melan, Kiel, Scharnhorststraße 24, jetzt Berlin-Siemensstadt, Siemens-Schuckert-Werke G. m. b. H., Abteilung: A. Z.

Herr Dr. A. Meyer, Berlin NW. 87, Tilo Wardenbergstraße 28, jetzt Berlin NW. 87, Elberfelderstraße 30.

Herr Prof. Dr. R. Schachenmeier, Berlin-Pankow, Florastraße 16, jetzt Berlin-Pankow, Neue Schönholzerstraße 11 II.

Herr J. M. Schmierer, Dahlem, Miquelstraße 79, jetzt Berlin-Lichterfelde-West, Unter den Eichen 69, (Direktor der „Deutschen Glimmlampen-G. m. b. H., Berlin").

Herr Dr. Wuckel, Berlin O. 112, Schreinerstraße 42 II, jetzt Berlin-Karlshorst, Weselerstraße 17 part.

Herr Dr. Ernst Zachmann, Heidelberg, Rohrbacherstraße 89, jetzt Danzig-Langfuhr, Phys. Institut der Technischen Hochschule.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1924 — Fünfter Jahrgang — Nr. 6

INHALT:

Mit den Bildnissen von Ernst Abbe und Werner Siemens als Festbeigabe.

Fünf Jahre Deutsche Gesellschaft für technische Physik.

Von Georg Gehlhoff.



enn der Erfolg Beweiskraft hat, so hat die Entwicklung der am 6. Juni 1919 gegründeten Deutschen Gesellschaft für technische Physik gezeigt, daß ihre Gründung zeitgemäß war und einem Bedürfnis entsprang. Von vielen Seiten angezweifelt, von manchen angefeindet, hat die junge Gesellschaft sich als lebenskräftig erwiesen und in der kurzen Zeit ihres Bestehens die Ziele erreicht, die ihr bei ihrer Gründung gesteckt wurden.

Schon die Bewegung ihrer Mitgliederzahl und ihre Ausdehnung über das Reich und seine Grenzen hinaus geben ein sehr erfreuliches Bild ihrer Entwicklung, die durch die nachstehende Abbildung gekennzeichnet wird. Von 160 am Gründungstage eingetragenen Mitgliedern, die im wesentlichen auf Groß-Berlin beschränkt waren, ist sie heute auf 1660 Mitglieder angewachsen, von denen etwa 30% auf Groß-Berlin, 60% auf das übrige Reich, 10% auf das Ausland entfallen. 40% der gesamten Mitgliederzahl gleich 60% der auswärtigen Mitglieder sind in Ortsgruppen zusammengeschlossen, deren Zahl und Umfang wiederum ein Zeichen dafür ist, daß nicht der persönliche Einfluß einiger tatkräftiger Männer die Gesellschaft am Leben hält, sondern daß der ihr zugrunde liegende Gedanke Anziehungskraft auf weiteste Kreise ausübte. Folgende Ortsgruppen bestehen zur Zeit:

Ortsgruppe:	Gründungstag:	Mitgliederzahl:
Kiel	1. 12. 1919	55
Hamburg	13. 3. 1920	39
Baden-Pfalz	28. 2. 1921	203
Jena	2. 6. 1921	95
Leipzig	4. 6. 1921	72
Halle	20. 6. 1921	112
Göttingen	15. 2. 1923	33
Wien	14. 5. 1923	69

Mitte Juni erfolgt die Gründung der Ortsgruppe Rheinland; die der Ortsgruppe Hessen ist in die Wege geleitet.

Die stärkste Entwicklung der Gesellschaft, im Jahre 1921, hängt ursächlich mit der Gründung von vier starken Ortsgruppen in derselben Zeit zusammen. In der darauffolgenden schwächeren Mitgliederzunahme in den Jahren 1922 und 1923 prägen sich die wirtschaftlich schwierigsten Jahre der Nachkriegszeit aus, die trotz bescheidenster Beiträge den Austritt manchen Mitgliedes verursachten. Jedoch konnte dies die Weiterentwicklung der Gesellschaft nicht aufhalten, und es hat den Anschein, als ob diese in der letzten Zeit wieder ein lebhafteres Tempo einschlägt. Jedenfalls haben wir den Sättigungszustand noch lange nicht erreicht.

Mit besonderer Genugtuung ist zu begrüßen, daß unsere Gesellschaft dazu beitragen konnte, die kulturellen Bande zwischen besetztem Gebiet (Pfalz und Rheinland) sowie dem Bruderland Österreich einerseits und dem Reich andererseits enger zu knüpfen und zu vertiefen.

Wenn somit der Umfang und die Verbreitung der Gesellschaft ein erfreuliches Dokument für ihre Lebensfähigkeit und ihre Notwendigkeit ergibt, so ist doch nicht allein die Zahl der Mitglieder das Ausschlaggebende; viel wichtiger sind ihre Leistungen auf wissenschaftlichem und orga-

nisatorischem Gebiet. Die Ziele, die der Gesellschaft in der Eröffnungsrede am Gründungstage vom Verfasser gesetzt wurden, waren folgende[1]): Verbreiterung der Kenntnisse, gegenseitige Aussprache und Fühlungnahme durch Vortragsabende, Gründung einer eigenen Zeitschrift für technische Physik, Neuordnung des Referatenwesens, Hinwirkung auf eine bessere, zweckentsprechendere Vorbildung der Physiker für die Technik. Diese Aufgaben hat unsere Gesellschaft in glänzender Weise erfüllt. Reiches wissenschaftliches Leben entfaltete die Gesellschaft in Berlin und in den

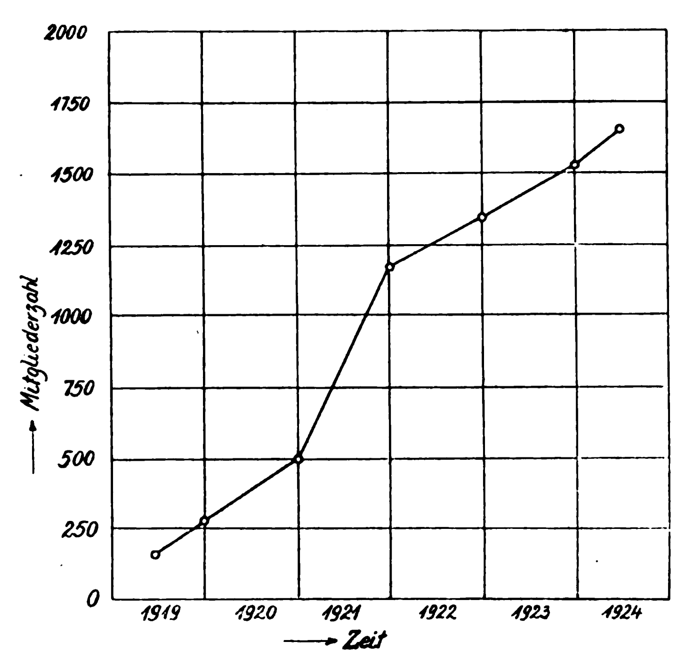


Abb. 1. Entwicklung der Mitgliederzahl der Deutschen Gesellschaft für technische Physik seit ihrer Gründung.

Ortsgruppen sowie vor allem auf ihren Jahrestagungen (Nauheim, Jena, Leipzig, Bonn). Der Vielseitigkeit der technischen Physik entsprechend, wurde der Hauptwert auf Referate über größere Gebiete gelegt. Wohl alle Gebiete der technischen Physik, einschließlich der Grenzgebiete von der reinen Physik bis zur Technik, wurden im Laufe der Jahre in mehr oder minder großem Umfange behandelt, aber auch Nebengebiete, wie Wetterkunde, Geophysik, Luftfahrt, angewandte Mathematik usw. gestreift, schließlich auch Originalarbeiten in entsprechendem Umfange vorgetragen. Auf diese Weise wird am besten der gegenüber der weitgehenden Spezialisierung notwendige Ausgleich erzielt. Daß auch die persönliche Aussprache und Fühlungnahme sehr viel Nutzen stiftet, ergibt sich von selbst. Diese Möglichkeit ist, fast möchte ich sagen, der Hauptvorzug der Jahrestagungen, die hierdurch ganz besonders wertvoll waren und alle Teilnehmer hoch befriedigten. Hinzugefügt muß werden, daß auch die Zusammenarbeit mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft sich immer erfreulicher gestaltete, so daß im vorigen Herbste in Bonn zum ersten Male die beiden Gesellschaften abwechselnde Sitzungen abhielten, wodurch es den Mitgliedern beider Gesellschaften ermöglicht wurde, alle Sitzungen zu besuchen. Es bedarf keiner Erwähnung, daß es für die beiden physikalischen Disziplinen nur Gewinn bedeutet, wenn sie so Hand in Hand arbeiten und sich gegenseitig befruchten. Es ist zu hoffen, daß diese im vorigen Jahre bewährte Einrichtung auch für die Zukunft beibehalten wird und daß auf diese Weise die reine Physik in stärkerem Maße für Fragen der Praxis interessiert und zur Mitarbeit angeregt wird, als es im letzten Jahrzehnt der Fall war.

Die Gründung der Zeitschrift für technische Physik, deren erstes Heft im Januar 1920 erschien, bedeutet einen vollen Erfolg für die Gesellschaft, die Herausgeber[2]) und den Schriftleiter. Im ersten Jahre noch etwas brustschwach und von kleinem Umfange, streckte sie ihre Glieder von Jahr zu Jahr, das Material floß schließlich so reichlich, daß der Umfang auf 75 Bogen erhöht werden mußte, wenn die Arbeiten nicht allzu lange bis zum Erscheinen warten sollten. Auch qualitativ konnte die Zeitschrift immer weiter ausgestaltet werden, so daß sie sich heute den führenden Zeitschriften auf physikalischem und technischem Gebiet an die Seite stellen kann und auch im Auslande geschätzt wird. Abgesehen davon, daß sie bisher die erste und einzige, das ganze Gebiet der technischen Physik umfassende Zeitschrift der Welt ist, hat gerade ihre Vielseitigkeit ihr viele Freunde geworben, nicht zuletzt auch in Kreisen der Ingenieure, da jeder in ihr das findet, was er braucht: Orientierung über das eigene und die Nachbargebiete der technischen Physik. Hier muß auch mit Dank des Verlegers der Zeitschrift, Joh. Ambrosius Barth in Leipzig gedacht werden, der unter Hintenansetzung von Gewinnaussichten, ja unter Opfern an der inneren und äußeren Ausgestaltung der Zeitschrift rege mitarbeitete.

Hervorragend war die Leistung unserer Gesellschaft bei der Neuordnung des Referatenwesens. Nachdem sich die Verleger Barth und Vieweg verständnisvoll hatten bereitfinden lassen, die Beiblätter zu den Annalen bzw. die Fortschritte der

[1]) Zeitschr. f. techn. Physik **1** (1920) 4.

[2]) Ich muß um Entschuldigung bitten, wenn ich mich hier mit einbegreife. Der Verfasser.



Physik eingehen zu lassen, um freie Bahn für eine neue Schöpfung zu geben, wurden die Physikalischen Berichte gegründet. Es bestand ein ungeheures Bedürfnis nach einem Referatenorgan, das schnell und umfassend berichtete, einmal um das eigene Arbeiten schnell auf die nach dem Kriege immer stärkere Konkurrenz des Auslandes einzustellen, dann aber vor allem in Rücksicht auf die praktische Unmöglichkeit für uns, die Weltliteratur zu beschaffen, zu bezahlen und jedem einzelnen zugänglich zu machen, wie dies in der Vorkriegszeit möglich und üblich war. In dieser Notwendigkeit begegneten sich technische und reine Physik, kurz entschlossen wurde Hand angelegt, und gleichfalls im Januar 1920 erschien das erste Heft der Physikalischen Berichte. Auch sie wuchsen quantitativ (heute 125 Bogen) und qualitativ und sind heute das führende Referatenblatt der Welt geworden. Herr Geheimrat Scheel, der Schriftleiter der Physikalischen Berichte, hat sich mit ihnen ein unvergängliches Denkmal gesetzt, indem er sich der überaus mühevollen Arbeit selbstlos unterzog. Wohl die gesamte physikalische und technisch-physikalische Weltliteratur wird hier im Durchschnitt 10 Wochen nach ihrem Erscheinen jedem einzelnen zugänglich gemacht, über 6000 Arbeiten im Jahre werden referiert; ein mustergültiges Register erleichtert die Benutzung der Berichte als Nachschlagewerk. Von größter Bedeutung in der Inflationszeit, haben sie auch in der Deflationszeit nichts von dieser eingebüßt, da wir heute ebensowenig wie vordem in der Lage sind, die Weltliteratur in dem Umfange, wie vor dem Kriege, zu kaufen. Besonderen Dank schulden wir dem Verlag Friedrich Vieweg & Sohn in Braunschweig, der gleichfalls unter Opfern dieses wichtige Werk fördern half. Die Deutsche Gesellschaft für technische Physik hat es gerne nicht nur in eigenem Interesse, sondern im Interesse der gesamten physikalischen Wissenschaft auf sich genommen, die Hauptlasten der Finanzierung zu tragen. Erleichtert (wenn nicht überhaupt ermöglicht) wurde es ihr durch zahlreiche bedeutende Zuwendungen der Technik (Siemens & Halske u. Siemens-Schuckert, A.-E.-G., Osram, Zeiss, Goerz, Telefunken, Porzellanfabrik Hermsdorf und viele andere), die natürlich auch der Zeitschrift für technische Physik zum Teil zugute kamen, und durch die überaus wertvolle Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, schließlich auch durch freiwillige Beiträge zahlreicher Mitglieder. Allen unsern Spendern sei auch an dieser Stelle unser wärmster Dank dafür ausgesprochen, daß sie uns das Durchhalten der Physikalischen Berichte in vollem Umfange und den Ausbau der Zeitschrift für technische Physik ermöglichten.

Gehen wir zum letzten Ziel, der Einwirkung auf das Hochschulwesen über, so können wir auch hier nur sagen, daß wir es erreicht haben. An allen deutschen Hochschulen, einschließlich der Technischen Hochschule Wien, wurde das Studium der technischen Physik mit besonderem Lehrplan, der den Forderungen der Technik in weitestem Maße gerecht wird, und mit abschließendem Dipl.-Ing.- und Dr.-Ing.-Examen eingeführt, dank dem verständnisvollen Entgegenkommen der Hochschullehrer und Unterrichtsministerien, und auch an vielen Universitäten wurden die bestehenden Lehrstühle für technische Physik ausgebaut oder neue geschaffen, im ganzen auch mehr Rücksicht auf die Erfordernisse der Praxis genommen. Wir vertreten den Grundsatz, daß die höchsten Anforderungen an den Nachwuchs zu stellen sind, nicht an die Zahl der Ausgebildeten. Was wir brauchen, sind Höchstleistungen. Ein weiterer, zwar schon angeregter, bisher aber noch nicht zur Ausführung gekommener Schritt dürfte der des Austausches von Assistenten aus Wissenschaft und Technik sein.

Nehmen wir hinzu, daß die physikalisch-technischen Anstalten und ihre Mitglieder eifrige Mitarbeiter geworden sind, daß sehr viele Kollegen aus der reinen Physik sich angeschlossen haben, daß die Gesellschaft namentlich auf Ingenieure und Elektrotechniker große Anziehungskraft ausgeübt hat, daß unsere Bestrebungen im Auslande Nachahmung gefunden und Neid erweckt haben, daß in der Hauptgesellschaft und in den Ortsgruppen reges wissenschaftliches und geselliges Leben blüht, daß die Gesellschaft und ihre Zeitschrift zu intensiver Arbeit angespornt und das Bewußtsein der technischen Physiker gestärkt und gehoben haben, und daß schließlich die Beziehungen zu anderen wissenschaftlichen Vereinen gefördert wurden (es sei nur an manche gemeinsame Sitzung mit anderen Gesellschaften, insbesondere mit der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft erinnert), so können wir, alles in allem, mit Zufriedenheit und Stolz auf die bisherige Entwicklung und die Leistungen unserer Gesellschaft zurückblicken.

Das kann uns aber nicht veranlassen, nun die Hände in den Schoß zu legen. Rasten ist Rosten! Viel ist geschehen, aber viel ist noch zu tun übrig geblieben. Unsere Finanzlage ist im Vergleich zu unseren Aufgaben alles andere als rosig. Einen gesicherten Fundus schaffen zu helfen, fordern wir unsere bisherigen großherzigen sowie neu hinzukommende Stifter und opferwillige Mitglieder auf. Neben dem weiteren Ausbau unserer Organisation (Werbung von Mitgliedern, Bildung von Ortsgruppen, Mitarbeit an allgemeinen Aufgaben) und der Pflege der technischen Physik im besonderen sehe ich die Hauptaufgabe unserer Gesellschaft für die nächste Zukunft darin, in

stärkerem Maße als bisher den Ingenieuren technische Physik zu vermitteln. Sehr viele erkennen selber die schädlichen Folgen allzu einseitiger Ausbildung und Betätigung und kommen zu uns, um Rat zu holen; anderen muß man ihn bringen, sie auf die Möglichkeit hinweisen, auf allen Gebieten der technischen Physik auf dem Laufenden zu bleiben und zu lernen. Restlose Verbindung zwischen Technik und Physik herzustellen, diese Aufgabe liegt schon in dem von uns s. Zt. gewählten Namen der Gesellschaft begründet. Unser wissenschaftlicher Geist, unsere Ausbildung, unsere führenden Köpfe in Deutschland sind eines der wenigen Rohmaterialien, die wir nicht zu importieren brauchen und deren Ablieferung man nicht von uns verlangen kann. Noch sind wir dem Ausland an der Durchdringung unserer Technik mit wissenschaftlichem Geist überlegen. Aber alle Anstrengungen müssen wir machen und alle Kräfte zusammenfassen, um diesen Vorsprung zu bewahren, um so mehr, als wir auf vielen technischen Gebieten in dem letzten Jahrzehnt ins Hintertreffen gekommen sind und andere Einwirkungen uns den Konkurrenzkampf sehr erschwert haben.

Ist es ein Zufall, daß unsere Gesellschaft in der Zeit des tiefsten politischen und wirtschaftlichen Niederganges gegründet wurde und sich so schnell, so kräftig entwickeln und ausdehnen konnte? Oder sollen wir nicht vielmehr einen ursächlichen Zusammenhang zwischen beidem sehen? — Zweifellos. Noch immer hat in unserem Vaterlande tiefste Not stärksten Idealismus und geistige Entwicklung ausgelöst. Nur geistige Kräfte können uns helfen, uns allmählich aus der Not zu besseren Zeiten hochzuarbeiten, indem wir unsere Arbeit möglichst rationell, unsere Technik möglichst hochwertig gestalten, da weder landwirtschaftliche Erzeugnisse uns leicht zuwachsen, noch leicht gewinnbare, wertvolle Rohprodukte uns in gleichem Maße wie andern Völkern zur Verfügung stehen.

An dem Fortschritt deutscher Wissenschaft und deutscher Technik tatkräftig mitzuarbeiten, sei die Hauptaufgabe unserer Gesellschaft und jedes ihrer Mitglieder in der Zukunft.

Zusammenfassende Berichte.

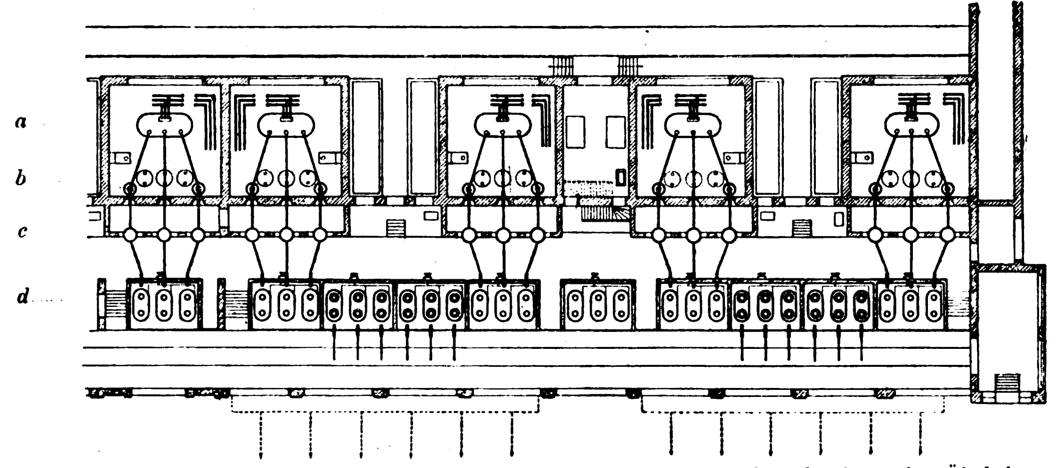
Über moderne elektrische Schaltanlagen.

Von W. O. Schumann.

I. Einleitung. Allgemeines.

Die Aufgabe der Schaltanlage eines Elektrizitätswerkes ist die Zusammenfassung der von den Generatoren erzeugten Energie und deren Verteilung auf die einzelnen zu den Unterstationen und Konsumenten führenden Leitungen. Die Zusammenfassung erfolgt in dem sogenannten Sammelschienensystem, von dem gewöhnlich zwei vorhanden sind, und an die wahlweise die einzelnen Generatoren und die abgebenden Leitungen geschaltet werden können. Bei Hochspannungsanlagen verwendet man Hoch- und Niederspannungssammelschienensysteme, wenn man die größte Kombinationsmöglichkeit zwischen Generatoren, Transformatoren und abgebenden Leitungen ausnutzen will. Bei großen Leistungen und hohen Übertragungsspannungen werden auch Generator und Transformator häufig als eine Einheit behandelt, ohne Einbau eines Schalters zwischen beiden. Um einzelne Teile der Anlage abzutrennen und spannungsfrei zu machen, z. B. für Reparatur- oder Revisionsarbeiten, werden in die Leitungen Trennmesser eingebaut, einfache Luftmesserschalter, die aber nur in stromlosem Zustand betätigt werden dürfen. Die eigentlichen Schalter, bei Hochspannungsanlagen stets Ölschalter, müssen mit automatischen Auslösungsvorrichtungen versehen sein, die im Falle eines Defektes den Generator oder die betreffende Leitung abschalten. Schließlich müssen auch noch die Apparate zur Messung der Spannungen, Ströme und Leistungen in den einzelnen Teilen der Anlage vorhanden sein. Abb. 1 zeigt schematisch den Hochspannungsteil einer solchen Schaltung. Diese Anordnung ist prinzipiell bei den älteren und bei den modernsten Anlagen dieselbe, höchstens, daß bei Anlagen hoher Spannung die Schaltanlage möglichst vereinfacht ist, einesteils der hohen Kosten jedes Apparates wegen, anderenteils, weil die Betriebssicherheit um so größer ist, je weniger Apparate und Isolatoren in den Zug der Leitungen eingebaut werden. Einen Schnitt durch eine 110 kV.-Anlage mit der Anordnung der Apparate zeigt Abb. 2.

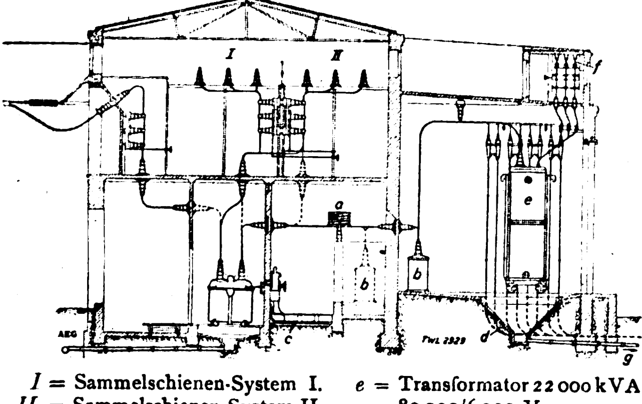
Mit dem Anwachsen der übertragenen Leistungen haben sich jedoch im Bau der Apparate, in ihrer Anordnung und in der Bewertung der einzelnen Schutz- und Schaltvorrichtungen eine Reihe neuer Gesichtspunkte durchgesetzt, deren physikalische Begründung im folgenden kurz beschrieben werden soll, wobei der Kürze wegen auf die Verfolgung bis in die technischen Einzelheiten verzichtet werden muß. Es traten bei großen Verteilungsanlagen eine Reihe von Erscheinungen auf, die prinzipiell wohl auch schon früher vorhanden waren, die aber erst durch die großen Spannungen, die großen Ströme und die große Ausdehnung der Netze von der größten Bedeutung für den Betrieb



a = Transformator. *b* = Strom- und Spannungswandler. *c* = Schutzdrosselspulen. *d* = Ölschalter.

Abb. 1. Grundriß des 80 kV- bzw. 110 kV-Schalthauses des Kraftwerkes Golpa.

wurden. Man pflegt diese Erscheinungen mit dem Namen Überströme und Überspannungen zu bezeichnen, da sie vorübergehend oder auch dauernd in einzelnen Teilen einer Anlage Ströme und Spannungen hervorrufen, die die normalen weit übersteigen und zur Zerstörung dieses Teiles führen können.



I = Sammelschienen-System I.
II = Sammelschienen-System II.
a = Drosselspule.
b = Stromwandler.
c = Betätigungskabel.
d = Kabel von der Maschine.
e = Transformator 22000 kVA. 80000/6000 V.
f = 6000 Volt Hilfssammelschienen.
g = Zum Schmutzölbehälter.

Abb. 2. Querschnitt des Schalthauses des E.-W. Golpa.

II. Überströme.

Die Überströme hängen im allgemeinen mit Kurzschlüssen im Netz zusammen, die natürlich am schlimmsten wirken, wenn sie in unmittelbarer Nähe der Energiequelle auftreten, z. B. in einem Sammelschienensystem. Bei solch einem plötzlichen Kurzschluß treten Ströme auf, die vielmals größer sind als jene bei dauerndem Kurzschluß. Wenn man einen normalen Generator großer Leistung auf einen Widerstand arbeiten läßt und diesen nach und nach kurzschließt, wobei dessen Erregerstrom konstant bleibt, so fließt bei völligem Kurzschluß an den Generatorklemmen etwa der 3—4fache Normalstrom. Denn der Ankerstrom erzeugt ein magnetisches Drehfeld, das mit den durch Gleichstrom erregten Polen der Maschine synchron rotiert, dessen Kraftlinien sich durch die Pole schließen und den vom Erregerstrom erzeugten Kraftlinien entgegengesetzt gerichtet sind. Der wirkliche magnetische Kraftfluß der Maschine wird dadurch bis auf einen Bruchteil ($^1/_7$ bis $^1/_8$) verringert, und die von diesem Kraftfluß in der Wicklung der Maschine erzeugte induzierte EMK. ebenfalls. Diese EMK. erzeugt nun den Kurzschlußstrom, der bei Klemmenkurzschluß begrenzt ist durch den Ohmschen Eigenwiderstand der Ankerwicklung und durch die induktive Wirkung jener Ankerkraftlinien, die sich nicht durch das Polsystem der Maschine schließen, also z. B. um die Wicklungsköpfe oder innerhalb der Nuten der Maschine verlaufen, und deren induktive Wirkung als Streuinduktivität der Maschine bezeichnet wird. Wird nun diese Maschine bei voller Erregung plötzlich an ihren Klemmen kurzgeschlossen, so besteht in den ersten Momenten nach dem Kurzschluß noch die vom vollen magnetischen Feld erzeugte EMK., die wieder auf den gleichen Stromkreis wirkt und einen entsprechend größeren Strom erzeugt, der 20—30mal so groß werden kann als der normale Belastungsstrom. Nach und nach tritt auch hier die entmagnetisierende Wirkung des Ankerfeldes auf, aber es braucht immerhin einige Perioden des Stroms, bis die ersten stärksten Stromstöße auf einen Bruchteil abgeklungen sind, und es vergeht eine große Zahl von Perioden, bis der normale Kurzschlußzustand eingetreten ist. Abb. 3 zeigt ein Bild des Stromverlaufs bei einem plötzlichen Kurzschluß. Noch größere Ströme bis etwa

zum doppelten Betrag können auftreten, wenn ein Generator in Phasenopposition auf ein sehr großes Netz geschaltet wird, da dann praktisch die EMK. des Generators und die Netzspannung in gleichem Sinne auf den Ohmschen Widerstand und die Streuung des Generators wirken, da der Widerstand eines großen Netzes mit

a b

a Plötzlicher Kurzschlußstrom.
b Normalstrom eines 12000 kVA-Generators.

Abb. 3.

vielen parallel geschalteten Stromerzeugern und -verbrauchern sehr gering ist. Arbeiten in einer Zentrale mehrere Generatoren parallel auf ein Sammelschienensystem und entsteht in diesem oder nahe dabei in einer abgebenden Leitung ein Kurzschluß, s. Abb. 4, so arbeitet die ganze Zentrale auf diesen Kurzschluß und es fließen in den der Kurzschlußstelle benachbarten Leitungsteilen

Jk G 4Jk G Jk G Jk G Jk S

Abb. 4. Kurzschluß in einer abgehenden Leitung.

ganz außerordentlich große Ströme. Wenn man bedenkt, daß heute Maschinen bis 60000 kVA. im Betriebe sind und Zentralen bis zu etwa 300000 kW. Leistung, so ergibt sich bei 100 kV. Übertragungsspannung ein normaler Belastungswirkstrom von $\frac{300000}{100 \cdot \sqrt{3}} \approx 1700$ Amp. und ein momentaner Zentralenkurzschlußstrom auf der Hochspannungsseite von etwa 20000 bis 30000 Amp., wenn man die strombegrenzende Wirkung der Transformatoren berücksichtigt. Bei einem niederspannungsseitigen Kurzschluß entsprechend Abb. 4 würde bei einer Betriebsspannung von 10 kV. in der Nähe der Kurzschlußstelle ein Strom von etwa 300000 bis 500000 Amp. auftreten.

Die besondere Gefahr dieser großen Ströme bilden die enormen mechanischen Kräfte, die sie auslösen. Die Kräfte zwischen zwei Leitern, die vom gleichen Strom durchflossen sind, sind proportional dem Quadrat des Stromes, also bei 30fachem Normalstrom 900mal so groß wie im normalen Betrieb, und pulsieren bei 50 Persec^{-1} 100mal in der Sekunde. Die Kräfte, die, bei einem plötzlichen Kurzschluß z. B. auf die Spulenköpfe von Generatorwicklungen ausgeübt werden, gehen in die Tausende von kg, und wenn die Wicklungen nicht sehr solid befestigt werden, so werden sie bei einem Kurzschluß vollständig vernichtet. Abb. 5 zeigt einen Turbogenerator von

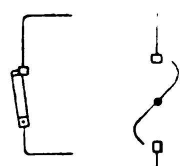
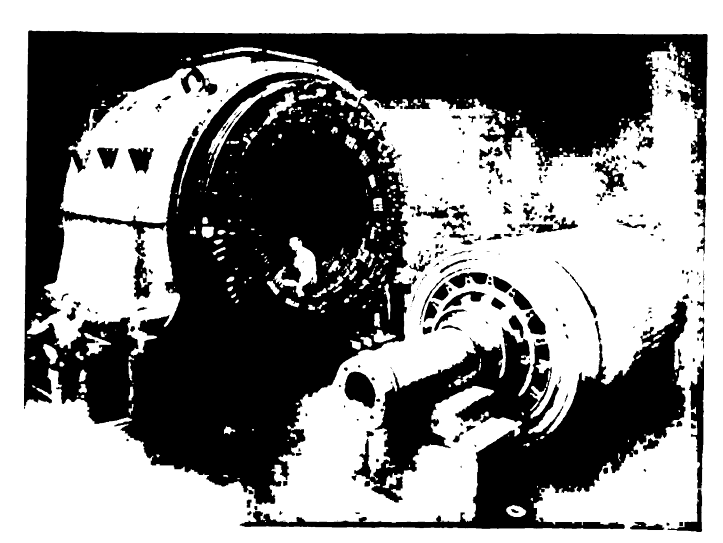


Abb. 6. Trennschalter.

60000 kVA. Scheitelleistung, an dem die sehr starke Wicklungsbefestigung zu sehen ist. Analoges gilt auch für die Konstruktion der Transformatoren. Gewöhnliche Luftmesserschalter (Abb. 6a) werden bei diesen Strömen infolge der elektrodynamischen Wirkung des Stromkreises, der seine umfaßte Fläche zu vergrößern sucht, ausgeschaltet, wodurch Lichtbogen mit ihren zerstörenden Wirkungen entstehen. Die Trennmesser werden deshalb um eine mittlere Achse drehbar angeordnet, die senkrecht zur Leitungsrichtung steht, wie Abb. 6b zeigt (s. a. Abb. 35). Auch bei Ölschaltern treten solche Wirkungen auf, die besonders gefährlich werden können, wenn der Schalter auf einen Kurzschluß geschaltet wird. Mit dem Überspringen des Funkens zwischen den Kontakten erhält der Schalter und sein ganzer Bewegungsmechanismus einen gewaltigen Stoß. Wenn der Mechanismus versagt oder infolge der elektrodynamischen Kräfte den Schaltvorgang nicht beenden kann, brennt längere Zeit der Kurzschlußlichtbogen unter Öl, das er erwärmt und



‚enerator von 60000 kVA-Scheitelleistung.



zersetzt, und das Ende ist dann eine Schalterexplosion. Bis zu Strömen von etwa 50000 Amp. vermögen die üblichen Schaltmechanismen die Kräfte ohne Schaden aufzunehmen, und man baut deshalb die Anlagen so, daß an keiner Stelle ein größerer Kurzschlußstrom auftreten kann. Die Begrenzung der momentanen Kurzschlußströme geschieht mit Reaktanzspulen, Selbstinduktionen ohne Eisenkern, so daß sie auch bei den größten Strömen voll wirken. Diese Spulen werden unmittelbar an die Generatorklemmen angeschlossen oder auch in das Sammelschienensystem geschaltet, das durch sie in mehrere Teile zerlegt wird. Eine Spule, die bei normalem Strom etwa 5 % der normalen Generatorspannung

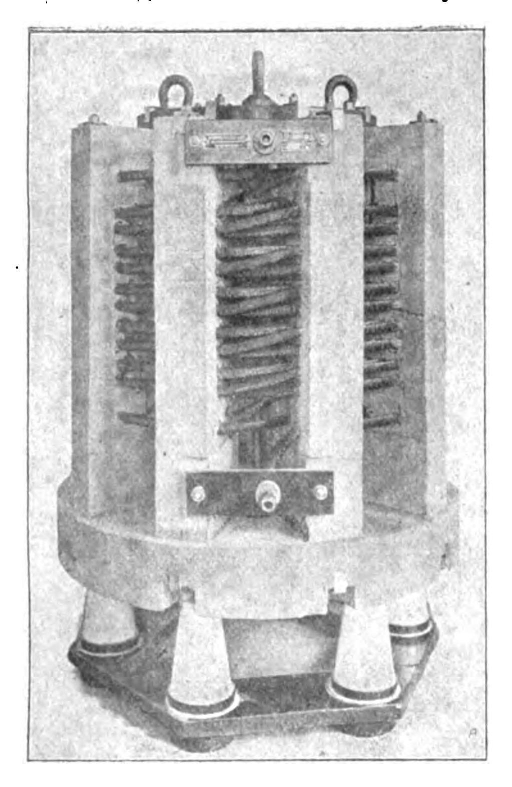


Abb. 7. Beton-Kurzschlußreaktanzspule. 30 kVA. 24 kV. 345 A.

verbraucht, verringert die Ströme schon etwa auf die Hälfte, die Kräfte auf ein Viertel. Die Spulen werden auf Eisenbetonkerne mit Kabeln gewickelt und müssen auch sehr solid befestigt sein. Abb. 7 zeigt eine solche Spule. Die Wärmewirkung dieser plötzlichen Kurzschlußströme ist im allgemeinen wegen ihrer kurzen Dauer gering. Nur wo in einem Leiter sich der Strom mehrerer Maschinen vereinigt, s. Abb. 4, können Schmelz- und Branderscheinungen auftreten. Sehr wichtig für den Überstromschutz ist die Einstellung der Relais, welche das Auslösen der Schalter nach Eintreten des Kurzschlußstromes veranlassen. Prinzipiell läßt man den Schalter erst auslösen, nachdem die ersten extrem hohen Stromwellen vorüber sind, um ihn nicht unnötig zu überanstrengen. Die Auslösungen müssen selektiv arbeiten; es sollen zuerst die Schalter auslösen, die am nächsten der Fehlerstelle liegen, erst zuletzt die Transformatoren- und Generatorenschalter, da diese die ganze Anlage stillegen. Beim Auslösen der Generatorenschalter wird zugleich der Erregerstrom der Generatoren durch Einschalten eines Widerstandes geschwächt. Die Selektivität kann erreicht werden z. B. durch den Differentialschutz Abb. 8, der nur auf den Stromunterschied am Anfang und am Ende des zu schützenden Stückes reagiert, also nur auf Fehler innerhalb dieses Stückes. Dieses System erfordert besondere Schaltleitungen und wird verwendet bei Kabelanlagen, zum Schutz von Generatoren und Transformatoren bei inneren Defekten. Bei Freileitungen kann man eine Selektivität dadurch erreichen, daß man die Auslösegeschwindigkeit der Relais mit der Entfernung von der Zentrale zunehmen läßt oder sie auch vom Strom abhängig macht, so daß bei größerem Überstrom

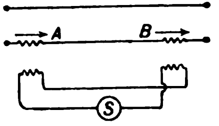


Abb. 8. Differentialüberstromschutz.

rascher, bei kleinem langsamer ausgelöst wird. Verstärkt wird sie, indem man die Relais z. B. bremsend von der Spannung des betreffenden Netzteiles beeinflussen läßt, denn in der Nähe eines Kurz- oder Erdschlusses wird die Spannung am kleinsten sein. Durch geeignete Einwirkung kann die Relaisgeschwindigkeit auch dem Quotienten von Spannung und Strom proportional gemacht werden, d. h. dem Scheinwiderstand bis zur Kurzschlußstelle (Distanzrelais). Durch Schaltung der Relais nach Art eines Wattmeters kann man sie von der Richtung des Energieflusses an der betreffenden Stelle empfindlich machen. Bei einem Kurzschluß strömt ja die Energie von beiden Seiten der Fehlerstelle zu. (Rückstromrelais.)

III. Überspannungen.

Die zweite Klasse von Erscheinungen, die von großer Bedeutung geworden ist, hängt mit der Höhe der übertragenen Spannung zusammen und mit der wachsenden Größe der Verteilungsnetze und der damit von großem Einfluß gewordenen Leitungskapazität.

1. Wanderwellen.

Jeder elektrische Zustand braucht eine gewisse Zeit, um sich auszubreiten. Wird z. B. eine spannungslose Leitung, wie in Abb. 9, an eine spannungführende angeschlossen, so ist kurze Zeit

nach dem Schaltvorgang nur ein kleiner Teil der angeschlossenen Leitung von der Spannung erfaßt, der weitaus größte Teil „weiß noch nichts davon". Man wird etwa eine Spannungsverteilung u von der Form der Abb. 9 haben, die sich als elektromagnetische Welle angenähert mit Lichtgeschwindigkeit längs der Leitung mit wesentlich ungeänderter

Abb. 9. Einschaltwelle.

Form fortpflanzt. Am Leitungsende wird die Welle reflektiert, läuft wieder zum Anfang zurück, wo sie wieder Reflexionen erleidet, und durch die Superposition dieser hin und her laufenden Wellen, die durch den Ohmschen Widerstand der Leitungen gedämpft werden, entsteht nach und nach der stationäre Strom- und Spannungszustand längs der Leitung. Das Wesentliche dieser Wellen ist, daß, wie Abb. 9 zeigt, auf eine relativ kurze Strecke ein Spannungsgefälle von der Höhe der Betriebsspannung auftritt. Trifft daher eine solche Welle eine angeschlossene Wicklung, so können zwischen benachbarten Windungen und Windungsgruppen viel höhere Spannungen entstehen als im normalen Betrieb, die dann Durchschläge veranlassen. Die Beziehung zwischen Spannungen und Strömen ergibt sich aus der Vorstellung, daß bei der Fortpflanzung der Wellen die elementaren Kapazitäten und Induktivitäten, aus denen man sich die Leitung zusammengesetzt denken kann, sich ihre elektrischen und magnetischen Energien weiter übermitteln,

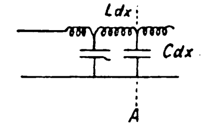


Abb. 10. Leitungsschema.

s. Abb. 10. Ist die Welle bis zur Stelle A gekommen, so gibt die Induktivität $L\,dx$ (L Selbstinduktion je Längeneinheit) ihre Energie $L\,dx\,\frac{i^2}{2}$ an den folgenden Kondensator $C\,dx$ (C Kapazität je Längeneinheit) ab, der also die Energie $C\,dx\,\frac{u^2}{2}$ aufnimmt und sie dann an die folgende Induktivität weitergibt. Aus der Gleichheit beider folgt $\frac{u}{i} = \sqrt{\frac{L}{C}}$. Dieses Verhältnis heißt Wellenwiderstand, es beträgt bei Freileitungen 500 bis 600 Ω, bei Kabeln etwa 50 Ω. Aus der gleichen Vorstellung des Leitungsaufbaues ergibt sich, entsprechend Abb. 11, daß bei dem beschriebenen Schaltvorgang der erste Kondensator C_2 der zweiten Leitung dem letzten Kondensator C_1 der ersten Leitung einen Teil seiner Energie entzieht, der seinerseits wieder durch die Induktivität L_1 den vorhergehenden Kondensator C_1 entlädt, so daß auch in die erste Leitung eine rückwärtslaufende Entladewelle einzieht, wie Abb. 12 andeutet. Sie ist besonders groß, wenn der Wellenwiderstand der zweiten Leitung klein gegen den der ersten

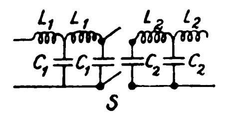


Abb. 11. Zusammenschalten zweier Leitungen.

ist, also besonders, wenn ein Kabel an eine Freileitung angeschlossen wird. Der Vorgang Abb. 9 kann nur eintreten, wenn in der ersten Leitung am Schalter eine Elektrizitätsquelle sehr großer Ergiebigkeit, z. B. ein sehr großer geladener Kondensator, sich befindet. Trifft eine Welle auf ein offenes Leitungsende, so muß der Strom dort zu

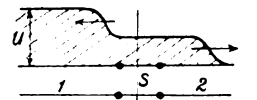


Abb. 12. Vor- und rückläufige Schaltwelle.

allen Zeiten Null sein. Die Spannungswelle wird deshalb dort mit gleichem Vorzeichen reflektiert, so daß vom Ende ausgehend die Leitung sich auf die doppelte einfallende Spannung auflädt, siehe Abb. 13. Ist am Ende ein Kurzschluß, so wird dort die Spannung zwangläufig auf Null gehalten und es erfolgt Reflexion mit entgegengesetztem

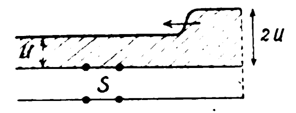


Abb. 13. Reflexion am offenen Ende.

Vorzeichen, Abb. 14. Trifft eine Welle auf die Verbindungsstelle zweier Leitungen, so geht sie ungestört weiter, wenn die Wellenwiderstände beider Leitungen gleich sind, Abb. 15a. Hat die zweite Leitung aber einen erheblich größeren Wellenwiderstand als die erste, so vermag sie bei der gleichen Spannung nur einen kleinen Teil des

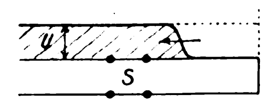


Abb. 14. Reflexion am kurzgeschlossenem Ende.

Stromes der ersten aufzunehmen, die Spannung muß beim Übertritt wachsen, die erste Leitung verhält sich angenähert so, als sei sie offen, es tritt eine partielle Reflexion mit gleichem Vorzeichen ein, s. Abb. 15b (bei Kabel-Freileitung



z. B. ist die Spannungserhöhung etwa 80%). Ist umgekehrt der Wellenwiderstand der zweiten Leitung klein gegen den der ersten, so verhält sich die erste angenähert so, als sei sie am Ende kurzgeschlossen, und es tritt ein Abbau der Spannungen ein, Abb. 15c (bei Freileitung-Kabel ist

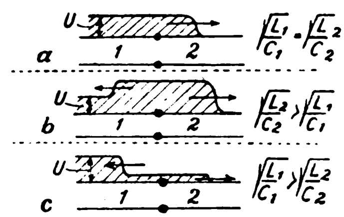


Abb. 15. Übertritt einer Welle von Leitung 1 nach Leitung 2.

die eindringende Welle nur etwa 20% der ankommenden). Aus diesem Grunde bilden die Kabelverbindungen zwischen Maschine und Schalthaus einen guten Schutz für die Generatoren gegen Wellen von außen. Eine in die Leitung geschaltete Spule, Abb. 16, läßt im Moment des Auftreffens einer Welle infolge ihrer elektromagnetischen Trägheit keinen Strom hindurch. Es wird im ersten Moment die volle Span-

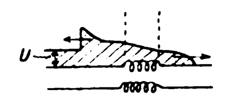


Abb. 16. Umbildung der Wellenfront durch eine Spule.

nung reflektiert. Allmählich lädt sich die Spule mit Energie auf und wird dadurch immer stromdurchlässiger, so daß nach einiger Zeit das Bild Abb. 16 entsteht. Die durchgegangene Welle hat ihre steile Front verloren und ist für weitere angeschlossene Wicklungen nicht mehr so gefährlich. Eine analoge Wirkung

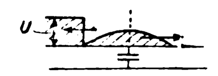


Abb. 17. Umbildung der Wellenfront durch einen Kondensator.

hat ein Kondensator zwischen den Leitungen, der im ersten Moment als Kurzschluß wirkt und erst allmählich seine Ladung aufnehmen kann, Abb. 17. Befindet sich am Ende einer Leitung ein Widerstand, so wird eine ankommende Welle restlos von ihm verschluckt, wenn er der Größe nach gleich dem Wellenwiderstand der Leitung ist. Ist er größer oder kleiner, so treten positive oder negative reflektierte Spannungswellen auf. In der Abflachung der steilen Wellenfront liegt der Schutz, den Spulen und Kondensatoren bei plötzlichen Schaltvorgängen den Wicklungen bieten. Solche Schutzspulen, die gut isoliert sein müssen, werden z. B. einem Transformator als Wicklungsschutz vorgeschaltet, s. Abb. 1, 2 u. 17. Hörnerableiter, die zwischen zwei Leitungen oder zwischen Leitung und Erde geschaltet werden, s. Abb. 18 u. 19, und die beim Überschreiten eines bestimmten Spannungswertes überschlagen werden und die überschüssigen Ladungen abführen sollen, müssen einen Widerstand in Serie haben, der in der Größenordnung des Wellenwiderstandes der Leitung liegt. Sonst erfolgen Reflexionen der Wellen am Widerstand und die Ableitung der Ladung erfolgt sehr langsam. Bei kleineren Spannungen ist das leicht durchführbar. Bei großen ist der Widerstand (bei Freileitungen etwa 600 Ω) gegenüber der Betriebsspannung, die nach dem Überschlag die Größe des Stromes bedingt, zu klein,

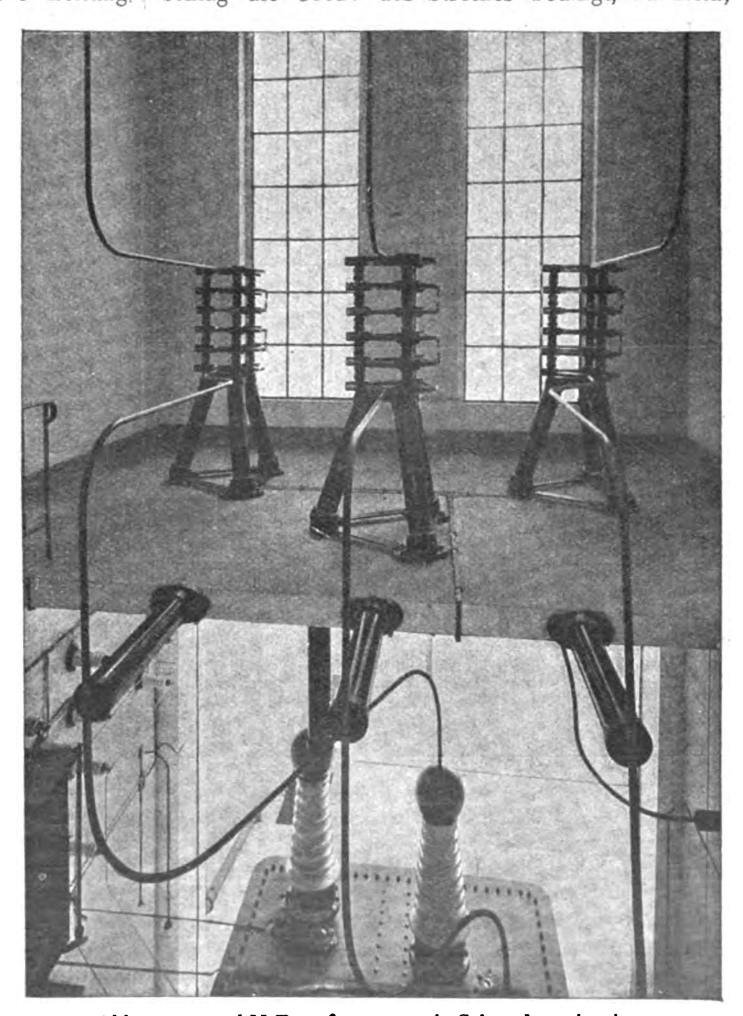


Abb. 17. 100 kV-Transformator mit Schutzdrosselspulen.

so daß der entstehende Lichtbogen zu lang wird und nicht mehr sicher erlöscht. Man muß dann den Widerstand stark vergrößern, wodurch die Wirksamkeit des Ableiters sehr verringert wird, oder man muß eine größere Zahl von Ableitern parallel schalten, damit der Kombinationswert der parallel geschalteten Widerstände den gewünschten Wert erhält. Um den Ableiter auch für höhere Spannungen brauchbarer zu machen, kann automatisch nach Überschlag der Hörner der Serienwiderstand durch Zuschaltung vergrößert werden, oder ein zu den Hörnern parallel gelegter Ölschalter schließt die Hörner unmittelbar nach einem Überschlag kurz und öffnet dann wieder unter Öl. Zur Abführung der sehr langsam entstehenden statischen Aufladungen einer Leitung, z. B. durch Gewitterbildung, werden meist kleine Meßtransformatoren mit geerdeter Wicklungsmitte benutzt, die zugleich zur Kontrolle der Verteilung der Netzspannung gegen Erde dienen.

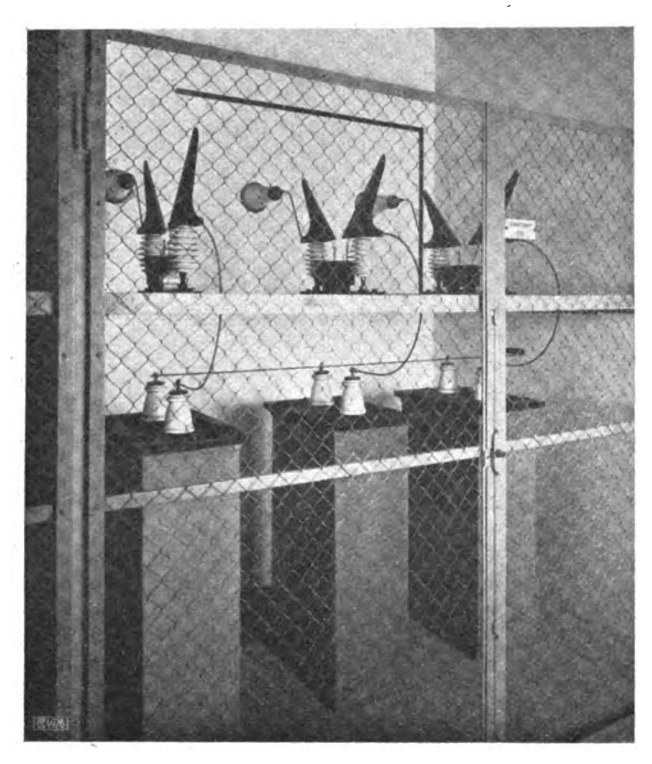


Abb. 18. Hörnerschutz mit Widerständen.

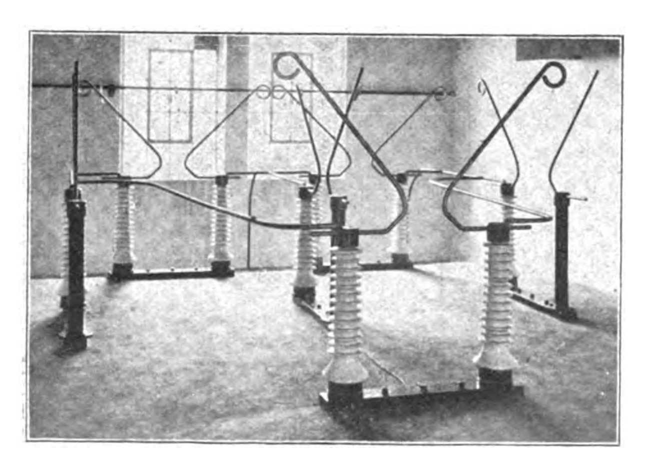


Abb. 19. Hörnerableiter für stern- und dreieckgeschalteten Überspannungsschutz.

In ähnlicher Weise wie in Abb. 12 breiten sich alle plötzlichen Zustandsänderungen längs der Leitung aus. Bei einem Kurz- oder Erdschluß breitet sich die plötzliche Spannungslosigkeit der betreffenden Stelle nach beiden Seiten aus, wie Abb. 20 zeigt, bringt also

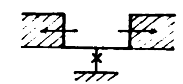


Abb. 20. Erdschlußwellen.

auch die Gefahr von Wicklungsdurchschlägen mit sich.

Der gesamte Schaltvorgang ist durch die auf einer Leitung hin und her laufenden Wellen charakterisiert und erhält dadurch als Ganzes einen gedämpft oszillatorischen hochfrequenten Charakter. Es sind alle Resonanzphänomene möglich, die aus der Schwingungslehre bekannt sind, und die nach Möglichkeit verhütet werden müssen. Ein Schwingungskreis am Ende einer Leitung, der z. B. aus Spulen in der Leitung und der Kapazität eines Sammelschienensystems bestehen kann, schwingt schon beim ersten Auftreffen einer rechteckigen Welle bei geringer Dämpfung an der Kapazität auf die vierfache ankommende Spannung und erreicht bei Resonanz außerordentlich hohe Spannungswerte. Der Wellenwiderstand der Leitung wirkt als Dämpfungswiderstand, hat aber bei hohen Eigenfrequenzen des Systems nur sehr geringen Einfluß. Auch Kopplungsschwingungen mit Schwebungen können entstehen, wenn zwei Systeme, z. B. zwei Leitungen, sich elektrisch oder magnetisch beeinflussen. Es werden deshalb alle Spulen, die im Zuge der Leitungen liegen, mit Ohmschen Widerständen überbrückt, die die entstehenden Spannungen wirksam begrenzen. Entsprechend werden den Kondensatoren Widerstände vorgeschaltet. Als Material hierzu wird Silit verwendet, das normal einen sehr hohen Widerstand besitzt, der beim Einwirken einer hohen Spannung aber sehr gering wird.

Die Gefahr des Durchschlags zwischen einzelnen Windungen einer Spule liegt weniger beim Auftreffen einer einzigen Welle steiler Front, da die festen

Isolationsmaterialien kurzzeitig wesentlich höhere Spannungen aushalten können als im Dauerzustand, und da sich die größten Spannungen an den einzelnen Windungen bei periodischen Wellenzügen der sog. kritischen Frequenz ergeben, bei welcher die Induktivität einer Windung mit der parallel geschaltet zu denkenden Kapazität gegen die benachbarte in Stromresonanz tritt. Wellenzüge äußerst hoher Frequenz pflanzen sich quer zu den Windungen durch die gegenseitigen Kapazitäten und die Kapazitäten gegen Erde fort. Diese sog. Eingangskapazität liegt bei Transformatoren in der Größenordnung von etwa 10^{-10} Farad. Eine Schutzspule darf mit dieser Kapazität nicht in Resonanz kommen, da sonst wieder gefährliche Spannungserhöhungen in der Wicklung auftreten können. Daher werden auch diese Spulen oft durch Widerstände überbrückt. Bei sehr hohen Betriebsspannungen hat sich ein besonderer Schutz durch Spulen unnötig gezeigt, wenn die Wicklungen elektrisch genügend fest sind. Die Überspannungserscheinungen spielen dann keine so wesentliche Rolle mehr, wie bei mittleren Spannungen.

2. Niederfrequente Resonanzen.

Niederfrequente Schwingungen in Verteilungssystemen treten im allgemeinen dann auf, wenn die Kapazität des Netzes als Ganzes mit einer Induktivität des Netzes schwingt. Niederfrequent soll dabei nur gering gegenüber den Frequenzen der hin und her wandernden Stoßwellen bedeuten. Im normalen Zustand des Netzes treten Resonanzen nur mit Oberwellen der Spannung der Generatoren auf, wie sie z. B. durch die Nutung der Generatoren, in Dreiphasennetzen bei stark unsymmetrischer Belastung (z. B. einphasigem Kurzschluß) durch die Rückwirkung des Ankerfeldes erzeugt werden, oder verursacht sind durch Ohmsche oder induktive Spannungsfälle stark verzerrter Ströme, wie sie bei der Magnetisierung stark gesättigter Eisenkreise mit sinusförmiger Wechselspannung auftreten. Denn die Eigenfrequenz eines Netzes liegt meist erheblich über der Grundfrequenz der speisenden Generatoren. Die Oberwellen werden durch geeignete Konstruktion der Stromerzeuger und Transformatoren vermieden. Als wirksame Induktivitäten kommen wesentlich nur die Streukraftlinien von Generatoren und Transformatoren in Frage, das sind jene Kraftlinien, die nur mit einer Wicklung verkettet sind und die hauptsächlich durch Luft verlaufen.

Resonanzerscheinungen bei Betriebsfrequenz sind dagegen häufig möglich, wenn das Netz nicht mit allen Klemmen an die Erzeugerstation angeschlossen ist, z. B. beim einpoligen Schalten, bei einseitigem Durchbrennen von Sicherungen, beim Reißen eines Drahtes einer Fernleitung usf. Sind dann etwa Transformatoren angeschlossen, die leer laufen oder schwach belastet sind, so tritt die Erdkapazität in Serie zu der nahezu vollen Induktivität des Transformators und es kann eine relativ geringe Eigenfrequenz resultieren, besonders wenn die Induktivität des Transformators groß, d. h. seine Betriebsspannung hoch und seine Nennleistung gering ist. Abb. 21 zeigt den dann

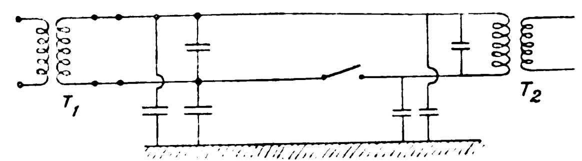


Abb. 21. Resonanzkreis bei einpoligem Schalten.

entstehenden Stromkreis mit den verschiedenen Leitungskapazitäten. Da die Induktivität eines leer laufenden Eisentransformators von der Größe des Stromes abhängig ist, besitzt ein solcher Stromkreis keine eindeutige Resonanzfrequenz, es existiert aber ein ganz bestimmter Kapazitätswert, bei dem und in dessen Nähe die Ströme und Spannungen am größten werden. Bedeuten in der schematischen Abb. 22 U, U_c, U_L die

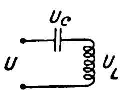


Abb. 22. Resonanzschwingungskreis.

Effektivwerte der Grundwellen der Spannungen (die Oberwellen seien vernachlässigt), so gilt $U = U_L - U_c$ bzw. $U = U_c - U_L$, je nachdem ob der Schwingungskreis oberhalb oder unterhalb seiner Eigenfrequenz betrieben wird. Diese Gleichungen sind in Abb. 23 graphisch gelöst, indem

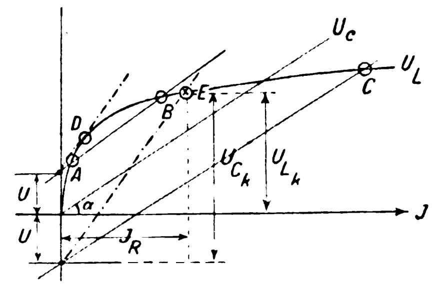


Abb. 23. Diagramm des Eisenschwingungskreises.

alle Spannungen abhängig vom Effektivwert der sinusförmigen Grundwelle des Stromes aufgetragen sind. Für die eisenhaltige Spule wird diese Abhängigkeit experimentell bestimmt, indem bei verschiedenen aufgeprägten Spannungen der aufgenommene Strom gemessen wird. Es entsteht damit die Magnetisierungskurve U_L als $f(J)$. Für den Kondensator ist $U_c = \frac{J}{\omega C}$, proportional dem Strom, eine schräge gerade Linie mit der Neigung α

gegen die Abszissenachse, wo $\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{\omega C}$. Nach den obigen Gleichungen ist nun $U_L = U_c + U$ bzw. $U_L = U_c - U$. Indem also die Gerade U_c um den Betrag U nach oben bzw. nach unten verschoben wird und mit der Kurve U_L zum Schnitt gebracht wird, ergeben sich die Arbeitspunkte des Systems. Im allgemeinen sind es ihrer drei, A, B und C, von denen der mittlere jedoch labil ist. Normalerweise stellt sich A ein, und nur wenn etwa ein Stoß das System über B hinausbringt, stellt sich C mit den großen damit verbundenen Spannungen und Strömen ein. Der normale Fall ist aber A. Wenn die Kapazität kleiner wird, so wächst der Winkel α, die Linie U_c wird steiler und ein charakteristischer Grenzfall ist der, bei dem die Gerade die Kurve U_L tangiert, Punkt D. Wird nämlich die Kapazität noch etwas kleiner, so schneidet die Linie $U_c + U$ die Kurve U_L nicht mehr, es bleibt nur der Schnittpunkt mit $U_c - U$ als Betriebspunkt übrig, d. h. der Arbeitspunkt

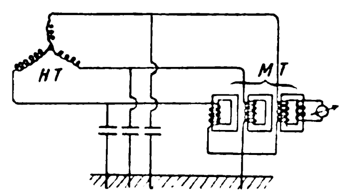


Abb. 24. Resonanzkreis der 3,9 ... Oberharmonischen bei geerdeter Transformatormitte.

springt von D nach E und bewegt sich bei weiter abnehmender Kapazität auf der Kurve U_L langsam gegen den Ursprung zu. Der Punkt E gibt also die größten Spannungen und Ströme, die sich normalerweise einstellen, und der Sprung von D nach E wird als „Kippen" des Transformators bezeichnet. Praktisch damit verbunden ist eine starke Spannungserhöhung am Transformator, eine starke Stromzunahme, damit das Durchbrennen von Lampen und Sicherungen. Die in Abb. 21 eingezeichnete, zum Transformator parallele Leitungskapazität verringert die Kippkapazität C; durch induktive Belastung des Transformators wird sie dagegen erhöht, weil die Kurve U_L mehr nach rechts rückt. Ist dagegen der Transformator stark induktionsfrei belastet, z. B. durch viele Glühlampen, so kann das Phänomen nicht entstehen. Der zum Punkte D gehörigen Kapazität entspricht bei einer Leitung, Abb. 21, eine gewisse Länge, die sog. „Kipplänge". Bei hochvoltigen Meßtransformatoren genügen schon wenige Meter Leitungslänge, um den Transformator zum Kippen zu bringen, die Verbindungsleitungen zum Netz müssen deshalb möglichst kurz gehalten werden. Aber auch bei Transformatoren größerer Leistung können schon wenige Kilometer Leitung zum Kippen führen. Auch bei der Erdung des Sternpunktes eines Dreiphasentransformators, bei dem die magnetischen Kraftflüsse der drei Säulen nicht starr miteinander gekoppelt sind, z. B. bei Verwendung dreier Einphasentransformatoren, wie sie zur Kontrolle der Spannungen der einzelnen Phasen gegen Erde verwendet werden, können Kipperscheinungen auftreten, Abb. 24. In den drei Transformatoren werden durch die variable Permeabilität gleichphasige elektromotorische Kräfte 3,9...facher Frequenz induziert, da der Magnetisierungsstrom keine Oberwellen dieser Frequenz enthalten kann. Diese elektromagnetischen Kräfte schließen sich durch die Induktivitäten der Transformatoren und die Kapazitäten des Netzes gegen Erde. In diesem Falle wird die Spannung zwischen den Leitungen nicht geändert, aber das ganze Netz nimmt eine Zusatzspannung gegen Erde an und im Transformator fließen große Ströme, die ihn stark erwärmen. Beim Kippen springt die Phase der Transformatorspannung um 180^0. Im normalen Betrieb gilt $U = U_L$, während nach dem Kippen $U = U_c - U_L$ gilt; U_L hat das Vorzeichen gewechselt. Kippt also eine Phase einer Dreiphasenübertragung, so kehrt sich der Drehsinn des magnetischen Drehfeldes in einem angeschlossenen kleinen Motor um, der Motor kehrt seine Drehrichtung um. Große Motoren laufen allerdings meist als Einphasenmotoren weiter, erzwingen dadurch in der dritten Phase die richtige Spannung und können dadurch das Kippen verhindern.

Es ist deswegen nötig, vor allem immer alle Klemmen einer Leitung möglichst gleichzeitig zu schalten, die drei Ölschalter oder Trennmesser einer Dreiphasenleitung zu kuppeln und als Sicherungen synchron auslösende Ölschalter zu verwenden und keine Schmelzstreifen.

IV. Schalter.

Der Schalter hat die Aufgabe, eine Leitung ohne Überspannungen möglichst rasch vom Netz zu trennen. Der eigentliche Schaltvorgang nach

U_s U R L

Abb. 25.

dem Entfernen der Kontakte ist ein Lichtbogenvorgang. Für einen abzuschaltenden Gleichstromkreis, Abb. 25, gilt die Gleichung

$$U = U_s + R i + L \frac{di}{dt}.$$

Die höchste Spannung am abzuschaltenden System

$$\left(R i + L \frac{di}{dt} \right)_{\max} = U - U_{s_{\max}}$$

ist also durch die höchste Spannung $U_{s_{\max}}$ an den Schaltkontakten bedingt, die beim Erlöschen

des Lichtbogens auftritt, die sog. Löschspannung. Die Induktivität hat im wesentlichen die Wirkung, den Schaltvorgang zu verlängern. Die Wärmekapazität der Elektroden bei Gleichstromschaltern muß so groß sein, daß sie etwa die ein- bis zweifache in der Spule L aufgestapelte magnetische Energie in Form von Wärme aufzunehmen vermag. Bei Wechselspannung wird diese Energie an den Stromerzeuger zurückgegeben. Um also geringe Ausschaltspannungen zu erhalten, macht man bei Gleichspannung die Löschspannung möglichst gering, d. h. man wählt kleine Schaltwege, Kohleelektroden von geringem Wärmeleitvermögen usf. Natürlich muß die Lichtbogencharakteristik so liegen, daß der Schalter wirklich löscht, und nicht etwa ein stabiler Strom bestehen bleiben kann; bei reiner Widerstandsausschaltung z. B. muß wie in Abb. 26 die Charakteristik vollständig oberhalb

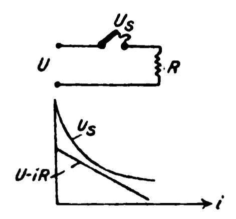
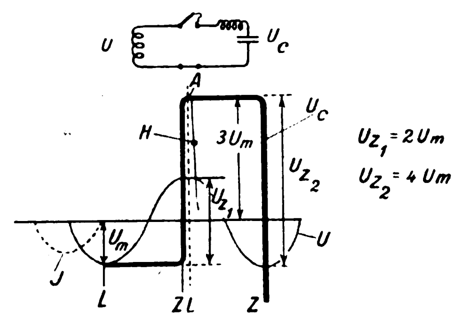


Abb. 26. Bedingung für sicheres Ausschalten.

der $(U - iR)$-Geraden liegen. Dadurch sind die Mindestdimensionen gegeben. Durch Widerstände, die beim Schalten vor oder parallel zur Belastung gelegt werden, oder durch einen Kondensator oder Widerstand parallel zum Schalter kann der Arbeitsbereich sehr erweitert werden. Um einen Schalter für eine höhere Spannung verwenden zu können, können ihm Hörner, ähnlich wie in Abb. 19, aufgesetzt werden. Der hoch kletternde Lichtbogen vergrößert von sich aus die Bogenspannung U_s, so daß größere Spannungen und Ströme gelöscht werden können. Es besteht in diesem Falle die Möglichkeit von Rückzündungen. Wenn nämlich der hochgestiegene Bogen mit der Löschspannung verlöscht, vermag diese u. U. an der engsten Stelle zwischen den Elektroden wieder einen Bogen zu zünden, wenn diese Stellen sich noch nicht genügend abgekühlt haben oder die Schlagweite dort noch nicht genügend groß geworden ist. Es können so u. U. bei einem Schaltvorgang eine ganze Reihe von Lichtbogen entstehen. Der Belastungskreis wird dabei jedesmal plötzlich auf die Zündspannung des neuen Bogens geschaltet, wodurch wandernde Wellen mit ihren Gefahren entstehen können.

Für hohe Spannungen ist der Luftschalter nicht brauchbar, da die Lichtbogen zu lang werden und zu lange bestehen bleiben, bevor sie abreißen. Bei 220 kV. Übertragungen hat man z. B. beim Abschalten einer 43 km langen offenen Leitung mit einem Lufttrennschalter Lichtbogen von 18—21 m Länge und 6 sec Dauer beobachtet.

Bei Hochspannung wird deshalb der ganze Schalter in Öl gesetzt. Durch die kühlende Wirkung des Öles an den Elektroden und seine hohe elektrische Durchschlagsfestigkeit werden große Leistungen mit relativ kleinen Schaltern beherrscht. Bei Wechselspannung erlischt der Lichtbogen jedesmal beim natürlichen Stromdurchgang durch Null von selbst. Bei größeren Leistungen ist aber nach dem ersten Nulldurchgang des Stromes nach Beginn des Schaltprozesses dieser nicht beendet, sondern es findet meist wieder ein Zünden des Bogens statt, wenn die Spannung an den Kontakten über ein gewisses Maß wieder gewachsen ist. Je größer die Phasenverschiebung des Stromes gegen die Spannung ist, desto größer ist die Spannung am Schalter beim Verlöschen des Stromes, desto leichter findet ein Neuzünden statt. Besonders ungünstig liegt der Vorgang beim Abschalten von Kapazitäten bzw. offenen Leitungen. Es bleibt in diesem Falle auf der Leitung beim natürlichen Löschen des Bogens eine Ladung liegen, die dem Maximum der Spannung U_m entspricht, und die bei guter Isolation sehr langsam abklingt. Nach einer halben Periode des Wechselstroms hat sich die Maschinenspannung in ihrer Richtung umgekehrt, und wenn in diesem Moment die Rückzündung erfolgt, schließt der Funke die resultierende Spannung $U_{z_1} = 2\,U_m$ an den Kontakten kurz, Abb. 27. Es entstehen dann Ein-



A Löschen des Lichtbogens nach der ersten Halbperiode der hochfrequenten Schaltschwingungen.
U_z Zündspannung des Bogens.
L Löschen des Bogens.
Z Zünden des Bogens.

Abb 27. Überspannungen beim Abschalten von Schwingungskreisen.

schaltvorgänge von der Größe der doppelten normalen Spannung. Ist der abgeschaltete Netzteil schwingungsfähig, z. B. durch die Leitungsinduktivität oder eingebaute Spulen, so schwingt die Spannung an der Kapazität bei dem plötzlichen Stoß bei geringer Dämpfung nahezu noch einmal auf das Doppelte und es kann beim Erlöschen des Bogens nach der ersten Halbperiode der Schaltschwingung H, was die ungünstigste Möglichkeit bedeutet, die

Restladung auf das Dreifache gewachsen sein. Wachsen Zündspannung und Restladung z. B. bei einem langsam ausgezogenen Hörnerschalter gleichmäßig an, so können ganz enorme Spannungen, Stromstöße und Lichtbogen entstehen.

Der Lichtbogen brennt während des Schaltvorgangs im Öl. Er vergast das Öl, erwärmt es, zersetzt es z. T. zu Gasen, die mit Luft explosible

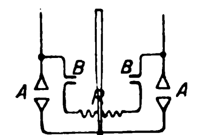


Abb. 28. Vorkontaktschalter.

Gemische geben. Es ist nötig, diesen Zustand möglichst abzukürzen, so daß der Bogen möglichst beim ersten Nulldurchgang des Stromes von selbst erlischt. Man sucht das zu erreichen durch geeignete Ausbildung der Kontakte, durch genügendes Tiefsetzen unter die Öloberfläche, durch Teilung der Lichtbogenspannung (und damit auch Wärme) auf mehrere Kontakte, womit die gesamte Lichtbogenspannung auch erhöht wird (Vielfachunterbrechung), und durch möglichst hohe Schaltgeschwindigkeit. Bei dem sog. Schnellkontakt ist der bewegliche Kontakt ein Stift, der in die Rosette des festen Kontaktes sticht und durch eine Feder mit der beweglichen Schalttraverse verbunden ist. Bei Bewegung der Schalttraverse wird



Abb. 30. Druckfester dreipoliger Ölschalter. 24 kV. 350 A.

zunächst diese Feder gespannt, die dann mit großer Geschwindigkeit den Stift aus der Rosette reißt. Die meisten Schalter für Hochspannung werden als

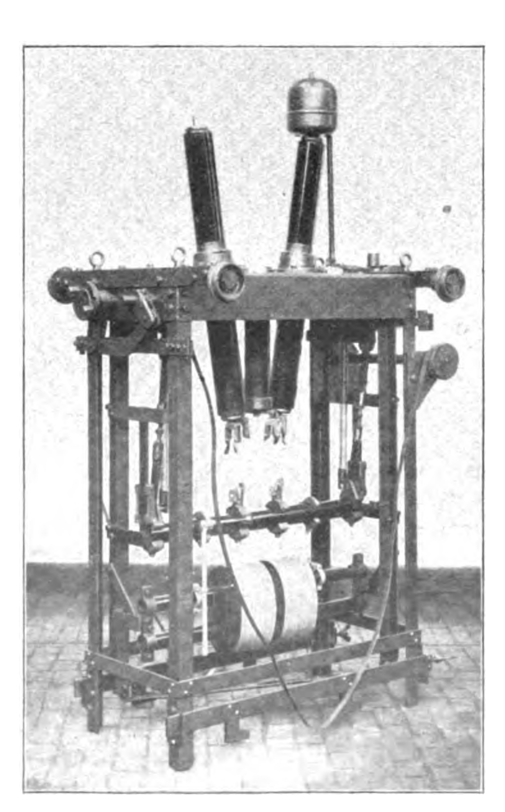


Abb. 29. Vorkontaktschalter. 50 kV. 350 A.

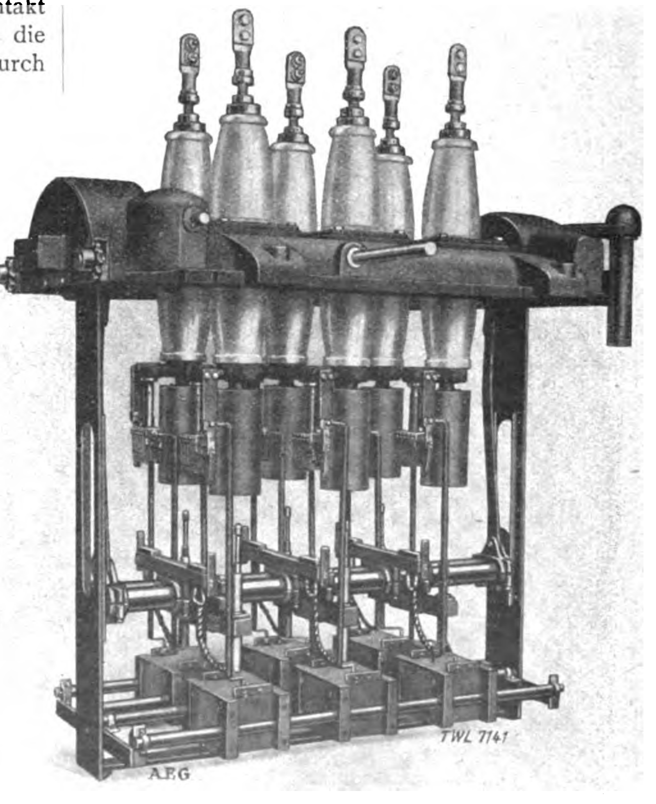


Abb. 31. Löschkammerschalter mit Schnellkontakten und Vorkontaktwiderstand. 35 kV. 350 A. Neben den Löschkammern die Hauptleitungskontakte.

Vorkontaktschalter gebaut, wie schematisch Abb. 28 zeigt. Zunächst schließen sich beim Einschalten die Kontakte *B* und schalten einen Widerstand in den Stromkreis, der kurz darauf von den Hauptkontakten *A* kurzgeschlossen wird. Der

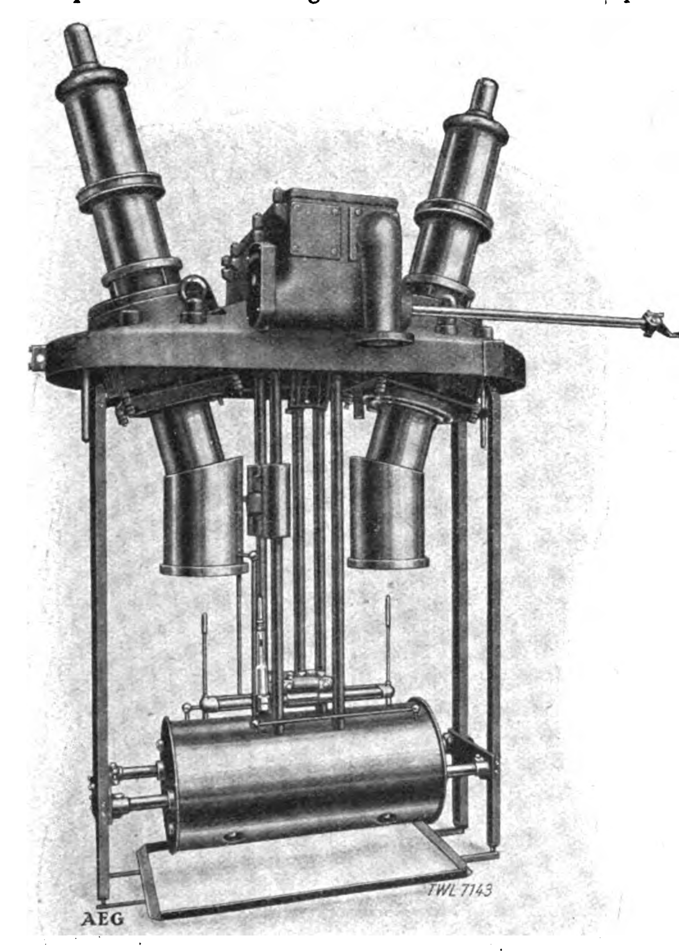
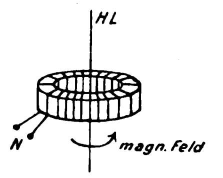


Abb. 32. Hochleistungsschalter 110 kV. 350 Amp. mit Löschkammern und Vorkontaktwiderstand.

Bewegt wird nur die horizontale Traverse mit den drei Stiftkontakten, von denen der linke zuletzt schließt und zuerst öffnet. Der unbewegliche Widerstand unten ist fest mit dem linken oberen und dem mittleren oberen festen Kontakt verbunden.

Stromwandler im Schalterdeckel eingebaut.

Widerstand wird je nach seinem Zweck verschieden dimensioniert. Er dient beim Einschalten zum Verkleinern der Schaltwellen, verringert den Stromstoß beim Einschalten von Transformatoren und Induktionsmotoren, der durch die Remanenz und Sättigung des Eisens entstehen kann, dient auch zum Dämpfen von Oszillationen usf. An den Enden des Widerstandes können kurzzeitig sehr hohe Spannungen auftreten. Abb. 29 zeigt einen solchen Vorkontaktschalter. Auf der einen Leitungsdurchführung befindet sich das Maximalauslöserelais, das mit einer Stange den Schalter zum Auslösen bringt. Der Lichtbogen verdampft das Öl beim Ausschalten äußerst plötzlich, so daß eine mechanische Stoßwelle sich durch das Öl fortpflanzt und das Schaltgefäß beim Auftreffen zerstören kann. Aus diesem Grunde werden die Schaltgefäße für größere Leistungen aus starkem Kesselblech in kreiszylindrischer Form hergestellt. Abb. 30 zeigt einen solchen druckfesten Schalter mit schrägstehenden Durchführungsisolatoren, um ein kleines Gefäß und eine Verringerung der recht be-



HL Hochspannungsleiter. *N* Meßwicklung.
Abb. 33. Kurzschlußsicherer Stromwandler.

deutenden Ölmenge zu erreichen. Der hohe Druck, der durch die plötzliche Vergasung des Öls entsteht, kann auch dazu ausgenutzt werden, die Lichtbogenspannung erheblich zu steigern und damit die Schaltzeit zu verringern, indem die Kontakte in ein kleines zylindrisches Gefäß gebracht werden, das in seinen Stirnflächen nur Raum zum Durchtritt des beweglichen Kontaktes läßt und nur mit

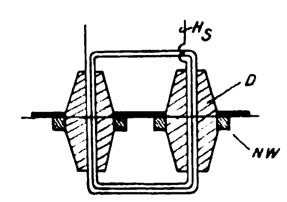


Abb. 34. Durchführungsstromwandler.

einigen kleinen Löchern mit dem äußeren Ölvolumen in Verbindung steht. Einen solchen Löschkammerschalter für 35 kV mit Schnellkontakten zeigt Abb. 31, einen für 110 kV Abb. 32. Der Druck in der Löschkammer beträgt 30—40 atm. Die Außenwände des Schalters brauchen in diesem Fall nicht so stark zu sein. Die Auslösespulen der Relais und die Stromwandler liegen bei den sehr hohen Spannungen im allgemeinen nicht mehr im Hochspannungskreis, sondern man benutzt die Durchführungen selbst als primäre Wicklungen der Stromtransformatoren, wie Abb. 33 andeutet. Im Flansch des Isolators ist ein Ring aus Blechen angebracht, auf dem sich die Sekundärwicklung befindet. Um eine größere primäre Durchflutung zu erhalten, die für eine größere Meßgenauigkeit nötig ist, werden zwei Durchführungen in der in Abb. 34 skizzierten Weise benutzt. Abb. 35 zeigt solche kurzschlußsichere Stromwandler und die Trennmesser einer 60 kV.-Anlage.

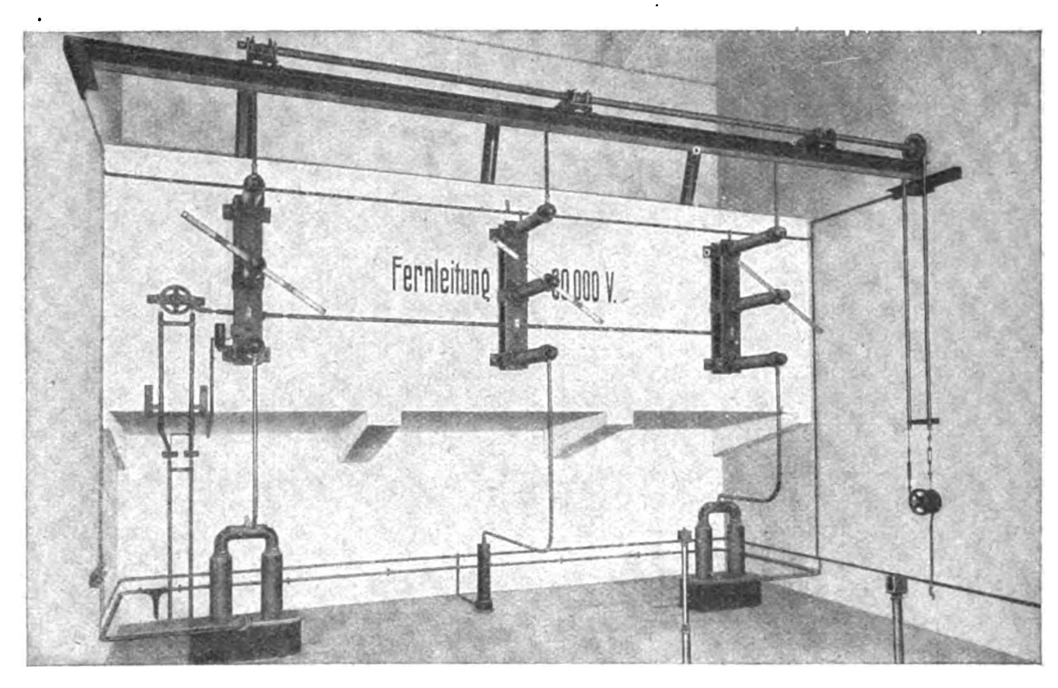
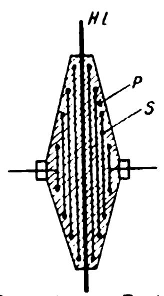


Abb. 35. Trennschalter und Durchführungsstromwandler einer 60 kV.-Anlage.

Bei niederen Spannungen werden alle Phasen in einen gemeinsamen Öltopf gesetzt, bei hohen Spannungen erhält jede Phase ihr besonderes Ölgefäß.

V. Isolatoren.

Eine besondere Wichtigkeit besitzt bei hohen Spannungen die Isolationsfrage. Die elektrische Feldstärke darf an keiner Stelle den Betrag überschreiten, der zur Zerstörung des Isolationsmaterials führen könnte. Starke Abrundung aller Kanten und Spitzen, genügende Entfernung der spannungführenden Teile gegeneinander, peinliche Vermeidung von Luftbläschen und -schichten in und an Isolationsmassen höherer Dielektrizitätskonstanten sind zunächst die wichtigsten Forderungen. Durch Eintauchen der Apparate in Öl sucht man die elektrische Isolationsfestigkeit zu steigern. Da die Durchschlagsfestigkeit von Öl mit dem Feuchtigkeitsgehalt sehr stark abnimmt, werden meist Ölfilter und Trockenapparate vorgesehen. Dabei wird im allgemeinen verlangt, daß ein Apparat eher überschlägt als durchschlägt, damit er keinesfalls beschädigt wird. Die Überschlagspannung muß über der doppelten Betriebsspannung liegen. Die Festigkeit gegen Durchschlag ist im allgemeinen leicht zu erreichen; viel schwieriger ist es häufig, Gleitentladungen längs der Oberfläche der Dielektrika zu verhüten, besonders wenn sie an die elektrisch nicht besonders feste Luft grenzen. Es muß dazu die Feldstärke an der Oberfläche, und zwar besonders die Tangentialkomponente, möglichst gering gehalten werden. Beim Durchführungsisolator mit homogenem Isolationsmaterial wird das erreicht, indem der Isolator genügend dick gemacht wird und ein Isolationsmaterial von möglichst geringer Dielektrizitätskonstante gewählt wird. Diese Isolatoren bestehen im allgemeinen aus hohlen dünnwandigen Stützkörpern aus Porzellan, Schamotte oder Hartpapier, die mit Öl oder Harzmassen gefüllt werden, wie z. B. der Isolator auf



P Papier. *S* leitende Einlage. *HL* Hochspannungsleiter.
Abb. 36. Kondensatorklemme.

Abb. 32. Erzwingen läßt sich eine gewünschte Spannungsverteilung im Innern und an der Oberfläche des Isolators, indem er als eine Kondensatorkette aufgebaut wird, wie Abb. 36 zeigt, aus leitenden Schichten, die durch isolierende getrennt sind. Die geeignete Abstufung der aufeinanderfolgenden Kapazitäten ermöglicht die gewünschte Spannungsverteilung. Im allgemeinen wird der Isolator Abb. 36 in ein Hartpapierrohr gebracht

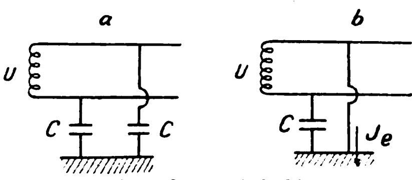
und das Rohr dann vergossen, so daß dann Formen, wie in Abb. 29, 30 und 35 gezeigt, entstehen. Für Verwendung im Freien kommen darüber noch Porzellan- oder Steinguthüllen mit weiten Wulsten.

Da die elektrische Beanspruchung bei sehr plötzlich angelegter Spannung (Wanderwellen) eine andere ist als bei langsamer Spannungssteigerung, werden die Apparate außer mit Betriebsspannung auch mit der sog. Stoßwellenspannung geprüft, die man durch Funkenentladungen mit geeigneten Schwingungskreisen erzeugt.

VI. Erdschluß.

Die Hochspannungsanlagen in Amerika arbeiten prinzipiell mit geerdeten Nullpunkten der im Stern geschalteten Hochspannungswicklung. Damit wird jeder Erdschluß eines Drahtes zu einem Kurzschluß, der durch ein möglichst selektiv arbeitendes Relais abgeschaltet werden muß. Außerdem besteht die Gefahr von Telephonstörungen durch die Ströme 3,9...facher Frequenz, die in den Leitungen gleichphasig fließen und sich durch die Erde schließen. In Europa pflegt man deshalb im allgemeinen die Sternpunkte nicht zu erden. Bei Erdung eines Drahtes nehmen in diesem Falle die beiden andern die Betriebsspannung U gegen Erde an, auf die also die Isolatoren dimensioniert sein müssen, während sie bei Erdung des Sternpunktes eines Dreiphasensystems nur die Sternspannung $U/\sqrt{3}$ auszuhalten haben. Wegen der hohen Übertragungsspannungen und der großen Ausdehnung der Netze sind die auftretenden Kapazitätsströme von der größten Bedeutung für den Betrieb der Netze geworden. Bei einem Einphasensystem ist nach Abb. 37 der Strom, der bei Erdschluß durch die Erde fließt, doppelt so groß wie der normale Ladestrom eines Drahtes, wenn man die Kapazität zwischen den Leitungen vernachlässigt; bei einem Dreiphasensystem ist er dreimal so groß als der Ladestrom eines Drahtes gegen Erde. Dieser „Erdschlußstrom" ist proportional der Betriebsspannung, der Frequenz und der Leitungslänge. Im Mittel ergibt sich für dreiphasige Freileitungsnetze 5 Amp. Erdschlußstrom für 10 kV. Betriebsspannung, 50 Perioden und 200 km zusammenhängende Netzlänge. In Kabelnetzen ist er viel größer. Wird an einem Mast ein Isolator überschlagen und geht der Erdschlußstrom dort in die Erde, so kann er sehr starke Verbrennungserscheinungen hervorrufen. Durch die starke Konzentration der elektrischen Strömungslinien an der Eintrittsstelle in die Erde entstehen dort sehr große lokale Spannungsgefälle, besonders bei trocknem Wetter unmittelbar nach einem Regen, wenn nur eine dünne Schicht an der Erdoberfläche relativ gut leitet. Die Spannung auf 1 m Länge kann so groß werden, daß für einen gehenden Menschen in der Nähe des Mastes Lebensgefahr besteht. Vermindert wird diese Gefahr durch ein Erdseil, das an jedem Maste gut geerdet ist, da dem Strome dann eine Menge Eintrittsstellen in die Erde zur Verfügung stehen. Befinden sich im Zuge der Leitungen nennenswerte Induktivitäten, so kann der Erdschlußstrom wesentlich größer werden und an den Spulen (z. B. auch Leitungsinduktivitäten) und Kapazitäten können durch Resonanznähe bei Betriebsfrequenz starke Überspannungen entstehen.

Der Übertritt des Stromes in die Erde erfolgt durch einen Lichtbogen. Es können zunächst die als Lichtbogenschwingungen bekannten Oszillationen auftreten, die z. B. an weit entfernten Spulen gewaltige Überspannungen erzeugen können. Der Lichtbogen, der mit Wechselstrom betrieben wird, erlischt jedesmal beim Nulldurchgang des Stromes und kann bei wachsender Spannung wieder gezündet werden, was besonders dadurch begünstigt wird, daß der in seinem Charakter kapazitive Erdschlußstrom im Maximalwert der Spannung der Kapazität C (Abb. 37 b) gegen Erde erlischt.



a ohne, *b* mit Erdschluß.

Abb. 37. Einphasenleitung.

Dadurch bleibt auf dem ganzen Netz eine Restladung liegen, die sich auch der Leitung mitteilt, an der der Lichtbogen bestanden hatte, und während der nächsten Halbwelle der Maschinenspannung die Spannung dieser Leitung gegen Erde erhöht und dadurch das Wiedereinsetzen des Lichtbogens begünstigt (s. a. Abb. 37 a). Dieses Wiedereinsetzen des Lichtbogens erfolgt mit konfrequenten Oszillationen und Wanderwellen im Gefolge, ähnlich Abb. 27, und kann sich regelmäßig Periode für Periode wiederholen und bedingt große Gefahren für die ganze Anlage. Je nach der Frequenz der Einschaltschwingung kann der Lichtbogen schon beim ersten Nulldurchgang der hochfrequenten Schwingung erlöschen oder auch erst nach Abklingung der Schwingung beim Nulldurchgang des Stromes mit Betriebsfrequenz. Im ersten Fall werden die entstehenden Überspannungen größer. Die Kapazität zwischen den Leitungen modifiziert und dämpft die Erscheinungen etwas. Es können im Mittel in Dreiphasennetzen etwa die 2- bis 3 fachen Betriebsspannungen zwischen den Leitern und gegen Erde auftreten, und zwar dauernd wiederholt.

Das einfachste Mittel zur Beseitigung dieser Schwingungen ist die Unterdrückung des Licht-

bogens mit der Erdschlußspule, wie Abb. 38 für ein Einphasennetz zeigt. Durch den Lichtbogen E fließt einesteils der Strom durch die Spule L, verursacht durch die halbe Generatorspannung, $U/2\omega L$, andernteils der Strom durch die Erdkapazität, verursacht von der vollen Maschinen-

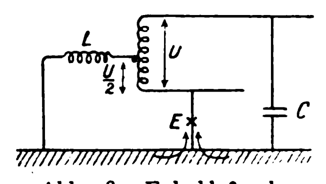
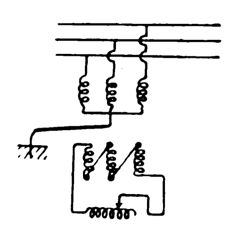
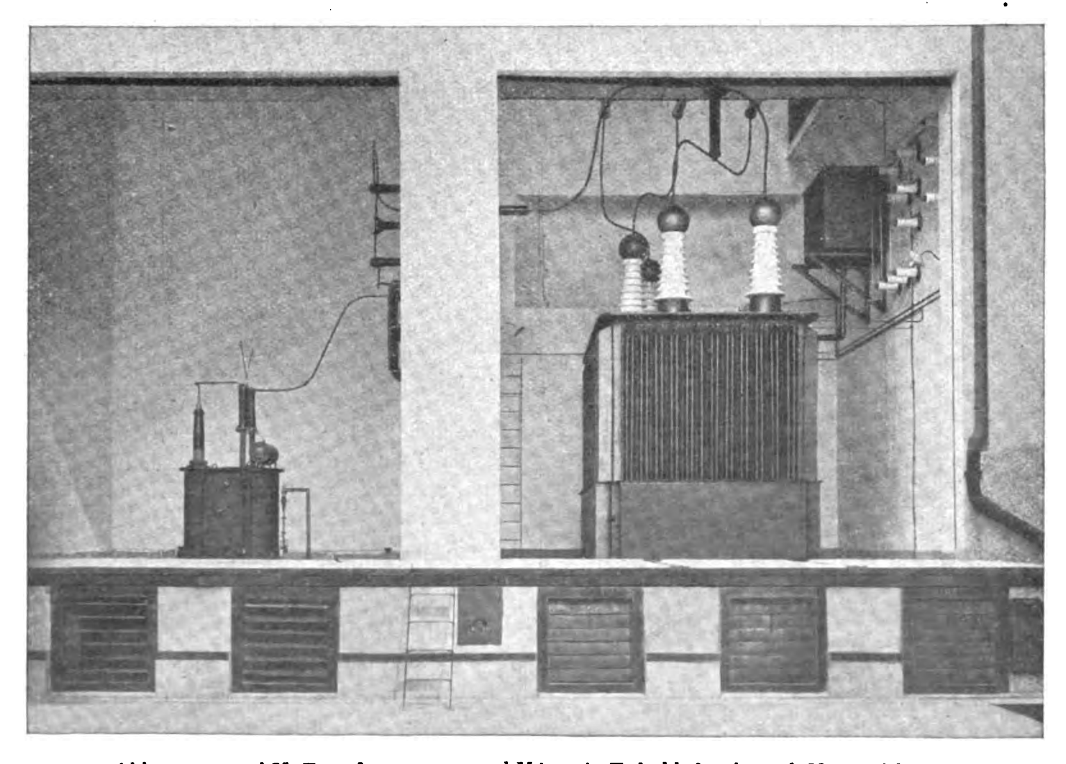


Abb. 38. Erdschlußspule.

spannung, $U\omega C$. Beide Ströme sind in ihrer Phase gerade entgegengesetzt; wenn also $L = \frac{1}{2\omega^2 C}$ $\left(\text{in einem Dreiphasensystem } L = \frac{1}{3\omega^2 C}\right)$ ist, heben sie sich auf, der Lichtbogenstrom wird Null, bzw. es bleibt nur eine kleine Komponente übrig, die mit der Spannung U in Phase ist. Es entsteht also gar kein oder nur ein sehr stromschwacher Lichtbogen, der gefahrlos verlöscht, denn die Gefahr des Rückzündens tritt erfahrungsgemäß erst bei Strömen von etwa über 5 Amp. auf. Beim Erlöschen des Bogens (jetzt im Nullwert der Spannung) schwingt das Netz sanft in seinen normalen Zustand. Die Spule ist mit dem Netz abgestimmt und muß bei Zuschaltung großer Leitungslängen verändert werden. Man bringt deshalb am besten mehrere Spulen in den verschiedenen Netzteilen an, die mit dem betreffenden Transformator und der Leitung eingeschaltet werden. Abb. 39 zeigt einen Transformator mit ange-


Abb. 40. Polerdung.

schlossener Erdschlußspule und Hörnersicherung darauf. Da bei einem Einphasensystem z. B. $\omega^2 = \frac{1}{2LC}$ ist, wird durch den Einbau der Spule die ganze Erdkapazität des gesunden Netzes $2C$ (s. Abb. 37a) in Resonanz mit der Induktivität L gebracht. Dasselbe gilt für ein Mehrphasensystem. Normalerweise soll der Anschlußpunkt der Spule, Abb. 38, keine Spannung gegen Erde haben. Treten doch aber, z. B. infolge Unsymmetrie der beiden Leiter oder beim Reißen eines Drahtes nahe der Zentrale bei belasteter Leitung, dort Spannungen auf, so ist die Möglichkeit sehr hoher Resonanzspan-


Abb. 39. 100 kV.-Transformator, 5000 kVA. mit Erdschlußspule und Hörnersicherung.

nungen an der Spule und an den Kapazitäten gegen Erde möglich. Um dieser Gefahr vorzubeugen, kann man die Spule von vornherein gegen die Resonanz etwas verstimmen, oder man gibt ihr einen Eisenkern, den man sättigt. Ist dann die Spule bei kleinen Strömen in Resonanz, so nimmt mit wachsendem Strom ihre Induktivität ab und sie verstimmt sich selbst. Erfahrungsgemäß arbeitet die Spule noch bis zu Verstimmungen von 30% befriedigend. Eine ähnliche Wirkung wird auch durch den sog. Löschtransformator erreicht, Abb. 40, einen Dreiphasentransformator mit magnetischem Rückschluß, dessen Sekundärwicklungen mit einer einstellbaren Drosselspule in Serie geschaltet sind. Ein baldiges Erlöschen des Bogens begünstigen auch Hörnerableiter mit Widerständen, die die Restladungen rasch abführen müssen und die Phase des Bogenstromes verändern, so daß er nicht im Spannungsmaximum verlischt. Auch die Erdung des Nullpunktes der Transformatoren über Widerstände erreicht ähnliche Wirkungen.

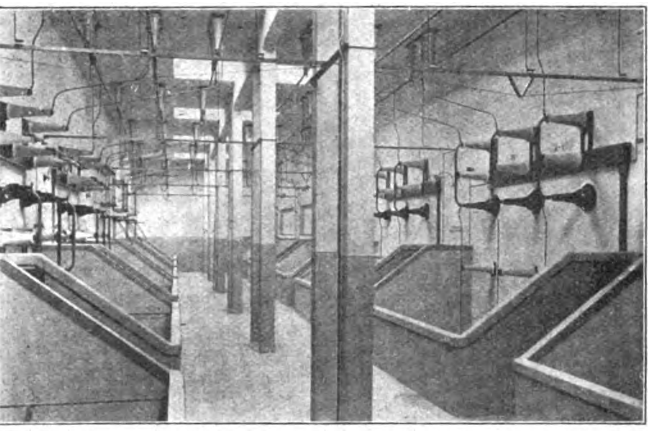


Abb. 41. Hochspannungssammelschienen E.-W. Gösgen. 110 kV.

VII. Sammelschienen, Schaltraum, Ausführung.

Die Sammelschienen, in denen die Leistung zusammengefaßt und verteilt wird, werden bei hoher Spannung der Strahlung wegen in Röhrenform auf Stützisolatoren befestigt oder an der Decke aufgehängt, Abb. 41. Die Betätigung der Schalter, die Regulierung der Maschinen, die Verteilung der Leistung und die Kontrolle des Betriebs erfolgt in einem besonderen Befehlsraum, der von Schaltanlage und Maschinensaal vollständig getrennt ist. Jeder Generator und jede Leitung hat ihr Schaltfeld mit allen Meßinstrumenten; es befinden sich dort die Spannungsregler, die Synchronisier- und Registrierapparate. Vielfach wird dort die ganze Anlage im kleinen nachgebildet, so daß jeder große Schalter dieselbe Stellung hat wie der kleine Bildschalter, so daß der Zentralenwärter mit einem Blick den ganzen Zustand seiner Anlage klar übersieht. Abb. 42 zeigt ein solches Schaltbild. Schließlich zeigt Abb. 43 die Ausführung der 110 kV.-Leitung aus der Zentrale Golpa.

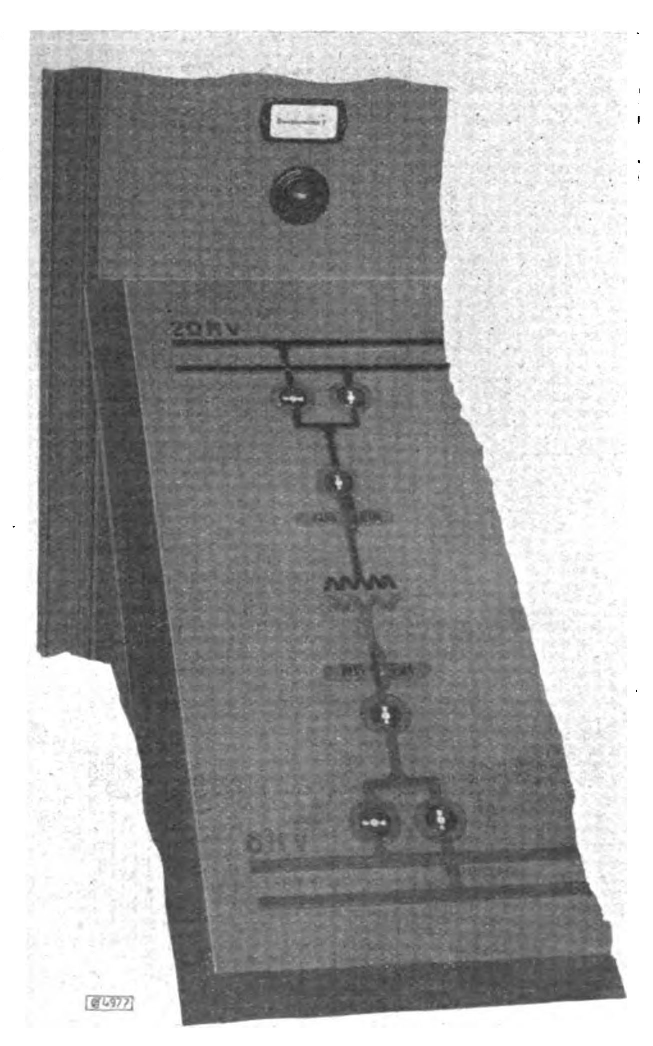


Abb. 42. Pultplatte mit Bedienungsschaltbild.

Im Gegensatz zu der ganz geschlossenen Bauweise der Schalthäuser, Abb. 2, wo wegen der Explosionsgefahr der Schalter alle Bedienungsgänge ganz abgeschlossen von den Schalter- und Transformatorzellen sind, zeigt Abb. 44 einen neuen Typ der gegenteiligen Auffassung, wie er jetzt in Entwicklung ist. Die explosionssicheren Schalter sind versenkt zu ebener Erde angebracht, nur die Durchführungen

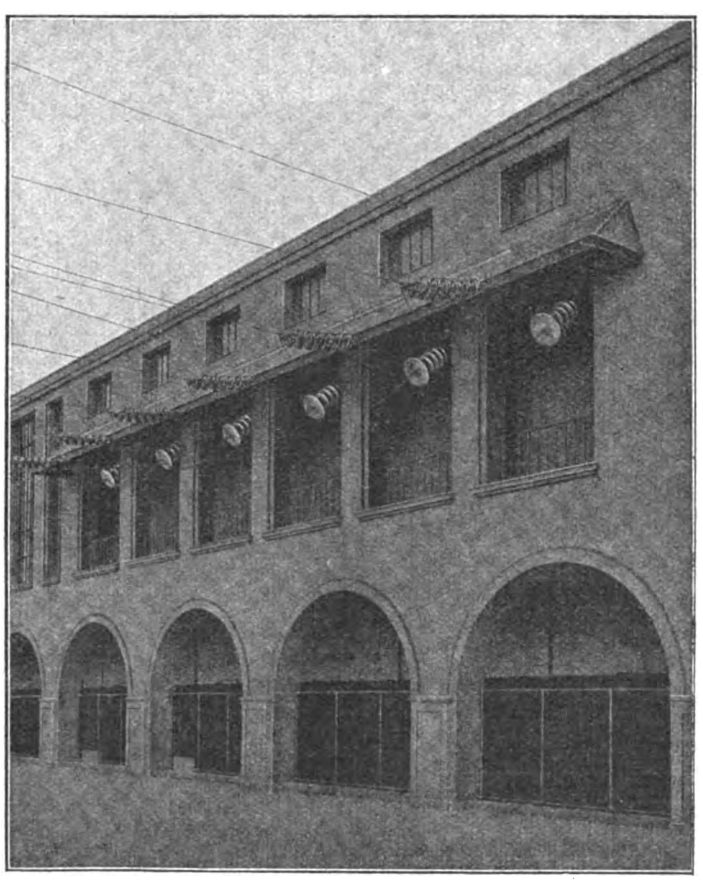


Abb. 43. Leitungsausführung des E.-W. Golpa. 110 kV.

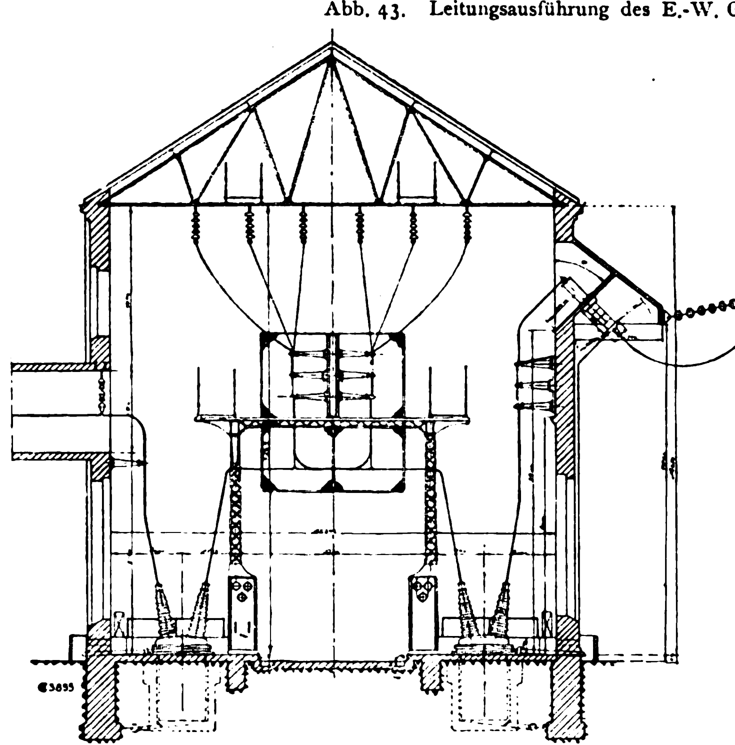


Abb. 44. Offene Schalthalle mit versenkten Ölschaltern.

ragen ins Schalthaus, das eine große luftige helle Halle ist, in der oben die Sammelschienen aufgehängt sind. Die Anlage selbst wird dadurch sehr übersichtlich und man erspart Isolatoren und Raum.

Zusammenfassende Literatur.

R. Rüdenberg, Elektrische Schaltvorgänge. Berlin 1923, Springer.

A. Fraenckel, Theorie der Wechselströme. Berlin 1921, Springer.

Zusammenfassung.

Es werden die für den modernen Zentralenbau grundlegenden physikalischen Erscheinungen beschrieben und die Folgerungen, die für den Bau und die Anordnung der Apparate gezogen wurden. Es sind im wesentlichen elektrische Schwingungen der verschiedensten Art bei plötzlichen Zustandsänderungen, deren Vermeidung für einen sicheren Betrieb notwendig ist.

(Eingegangen am 27. März 1924.)

Originalmitteilungen.

Ionisationsmanometer.[1])

Von H. Simon.

(Mitteilung aus dem Röhren-Laboratorium der Telefunken-Gesellschaft.)

In nachfolgender Abhandlung wird die Abhängigkeit des positiven Ionenstromes in bestimmten näher bezeichneten Typen von Glühkathoden-Dreielektrodenröhren vom Druck, von der positiven und negativen Spannung in zwei Meßmethoden untersucht und durch Kurven dargestellt. Ferner werden einige Anwendungen des Ionisationsmanometers gegeben und besonders wird damit nachgewiesen, daß durch Gasbeladung die thermische Emission des Wolframs sich erhöhen läßt.

Es bedeuten: J_+ positiver Ionenstrom,
i Elektronenstrom,
p Druck in mm Hg.

Die Entwicklung der Glühkathodenröhren hat gezeigt, daß im allgemeinen ein möglichst weitgehendes Vakuum in der Röhre anzustreben ist. Nur in wenigen Fällen sind edelgasgefüllte Röhren vorzuziehen. Infolgedessen war es notwendig, für die laufende Fabrikation gleichmäßig gut evakuierter Röhren eine bequeme und genaue Prüfmethode zu schaffen.

Die bekannten empfindlichsten Vakuummeter waren das absolute Vakuummeter nach Knudsen[2]) und das Molekularmanometer von J. Langmuir.[3]) Das erstere hat H. Riegger[4]) wesentlich verbessert, indem er den beweglichen Flügel durch ein Flügelrad ersetzt, das dem Heizband gegenübersteht. Diese beiden Manometer lassen zwar ein sehr hohes Vakuum (10^{-7} bis 10^{-8} mm Hg) genau messen, haben jedoch dem einfachen Mc Leodschen Manometer (mit einem Meßbereich bis $5 \cdot 10^{-6}$ mm Hg) gegenüber den Nachteil, daß sie für die Verwendung an Pumpöfen zu kompliziert und daher nicht zu brauchen sind.

Solange sich die Glühkathodenröhren noch an der Pumpe befinden, wird daher die Entgasung mit einem Mc Leod-Manometer verfolgt. Jedoch war es nach dem Abschmelzen von der Pumpe zunächst nur mit dem Induktionsapparat bzw. in einer Teslaanordnung möglich, eine rohe Prüfung vorzunehmen. Hiermit lassen sich nur Drucke größer als $1 \cdot 10^{-4}$ mm Hg messen. Ein solches Vakuum entspricht bei weitem nicht den heutigen Anforderungen, die in bezug auf Güte des Vakuums z. B. an eine Verstärkerröhre gestellt werden.

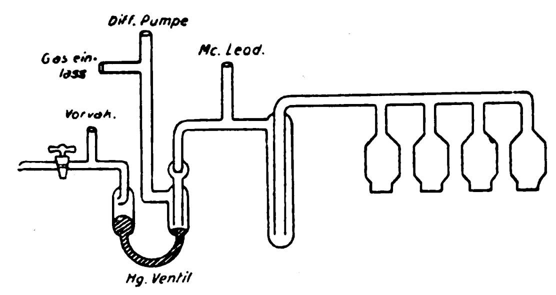


Abb. 1. Versuchsanordnung.

In dem Röhrenlaboratorium von „Telefunken" wurde im Herbst 1915 von Isolde Hausser-Ganswindt und H. Rukop[5]) gefunden, daß bei

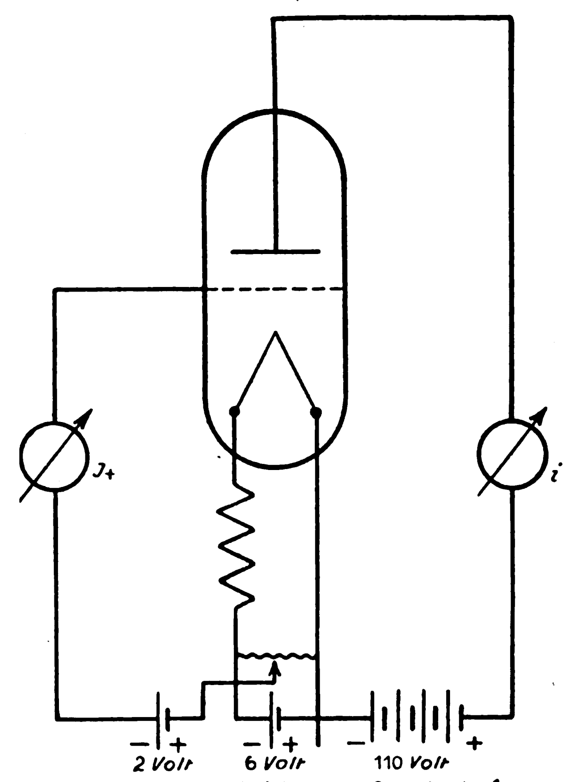


Abb. 2.

negativem Gitterpotential ein Strom zum Gitter floß, der nur von positiven Trägern herrühren konnte, d. h. von ionisierten Gasteilchen. Messungen an verschiedenen Röhren und an Röhren, die

[1]) Neubearbeitung des in Nr. 32/33 der Telefunken-Zeitung vom gleichen Verfasser erschienenen Aufsatzes: Gasdruckmessungen mit Elektronenröhren als Ionisationsmanometer. D. Schriftl.

[2]) M. Knudsen, Ann. d. Phys. [4] **32** (1910), 809; **44** (1914), 525.

[3]) J. Langmuir, Phys. Rev. **1** (1913), 337.

[4]) H. Riegger, Zeitschr. f. techn. Phys. **1** (1920), 16.

[5]) Telefunken-Zeitung 1920, Nr. 19, 21.



sich noch an der Pumpe befanden, bestätigten dies, so daß bald danach (seit 21. Oktober 1915) ganz allgemein die Güte unserer Röhren durch Messung dieses positiven Ionenstromes bestimmt wurde (Methode A). Einige Zeit später entwickelten dieselben Autoren eine neue Meßmethode, die seit Juli 1917 in unseren Prüffeldern angewandt wird (Methode B). Sie nahm von Telefunken ihren Weg in die Laboratorien deutscher Behörden und von da zu anderen Firmen. Infolge des Krieges durften diese Methoden nicht veröffentlicht werden, so daß die erste öffentliche Mitteilung über ein Ionisationsmanometer von O. E. Buckley[6]) stammt. Dieser benutzte drei V-förmige Platindrähte, die einander parallel angeordnet waren. Der eine von diesen diente als Elektronenquelle, der zweite als Anode und der dritte als Auffangelektrode für die positiven Träger. Vorzüglich wählte Buckley die Anordnung so, daß der mittlere der drei Drähte den positiven Ionenstrom aufnahm. Infolge der Einwirkung der Glaswände wurde jedoch nicht immer eine lineare Beziehung zwischen Gasdruck und Ionisation erhalten. Fast dieselbe Anordnung benutzte später Misamichi So.[7])

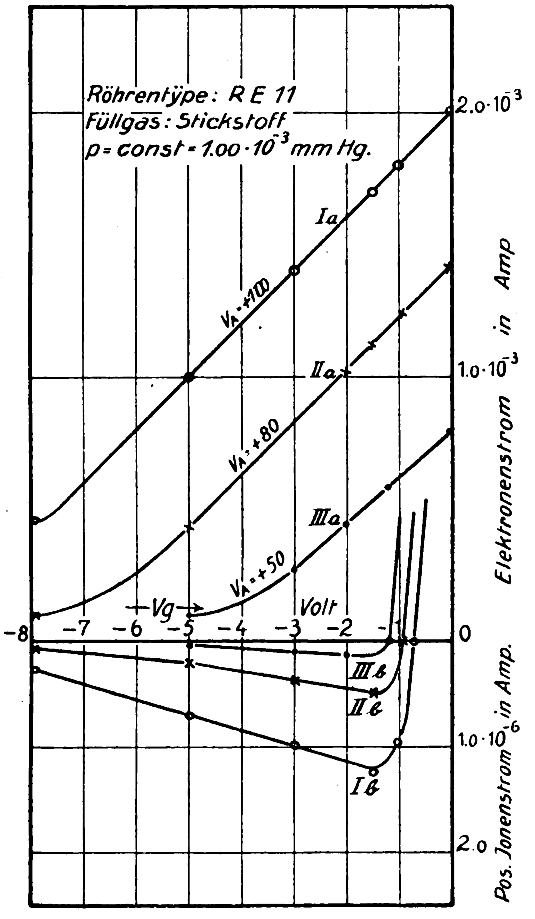


Abb. 3. Abhängigkeit des pos. Ionenstromes von der neg. Gitterspannung bei verschiedener pos. Anodenspannung.

Um mittels der Gasionisation den Druck in einer Anordnung zu bestimmen, müssen wir, wie schon oben gesagt, Entladungsröhren mit drei Elektroden benutzen. Es sind nun drei verschiedene Anordnungen möglich, je nachdem ob die Glühkathode, die Anode oder die Auffangelektrode für die positiven Ionen die mittlere Elektrode ist. Wir wollen im folgenden den Fall, bei welchem die Glühkathode sich zwischen den beiden anderen Elektroden befindet, außer acht lassen und nur die beiden anderen Methoden näher untersuchen, da normale in der Praxis benutzte Verstärkerröhren Verwendung finden sollen. — Bei Methode A liegt am Gitter eine kleine negative Spannung und

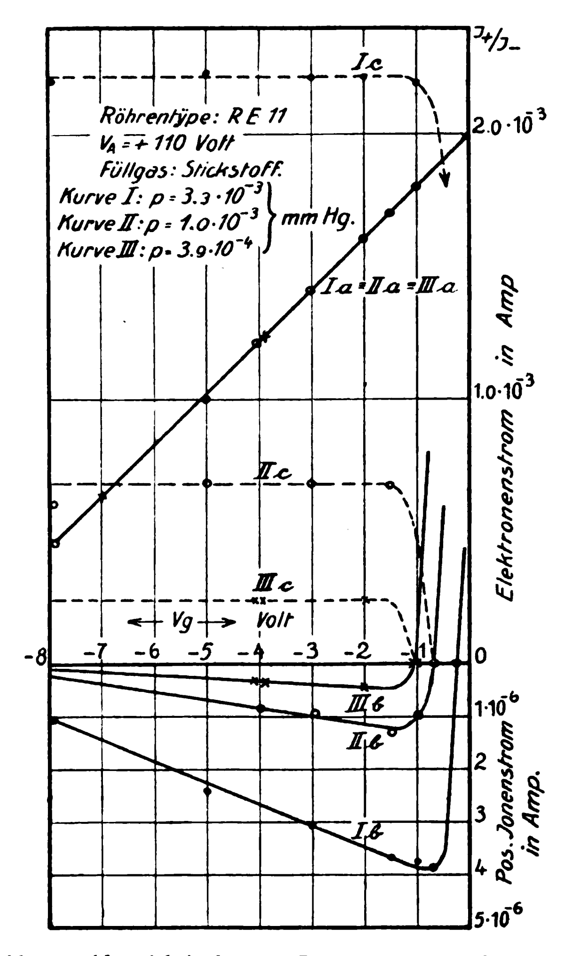


Abb. 4. Abhängigkeit des pos. Ionenstromes von der neg. Gitterspannung bei verschiedenem Druck.

[6]) O. E. Buckley, Proc. National Acad. of Sciences **2** (1916), 683.

[7]) Misamichi So, Proc. Physico-Mathem. Soc. Japan **1** (1919), 76.



an der Anode eine größere positive, bei der Methode B aber erhält das Gitter die Funktion, den Elektronenstrom aufzunehmen, d. h. hier liegt die hohe positive Spannung, und der positive Ionisationsstrom fließt zur schwach negativen Anode. Diese zweite Methode hat den großen Vorzug, wesentlich höhere Ionisationsströme zu liefern, wie weiter unten noch näher gezeigt werden soll. Es können infolgedessen noch Zeiger-Präzisionsinstrumente (Drehspulgalvanometer mit $2{,}5 \cdot 10^{-7}$ Amp. Empfindlichkeit pro Skalenteil) zur Messung des Ionenstromes benutzt werden, was z. B. eine unbedingte Forderung für einen gut laufenden Prüffeldbetrieb ist. Dagegen lassen sich theoretisch und rechnerisch die Vorgänge in diesem Fall nicht so gut übersehen wie bei Methode A, da die Weglänge der Elektronen nicht eindeutig bestimmt ist, da nur ein kleiner Teil direkt vom Gitter verschluckt wird. Der größere Teil fliegt ein bzw. mehrere Male durch das Gitter hin und her, ehe das Gitter ihn aufnimmt. Ferner ändert sich bei Variation der die Elektronen beschleunigenden Spannung nicht nur die Geschwindigkeit, sondern zugleich die Größe des Raumes, in dem die Elektronen das Gas ionisieren können. Eine theoretische Behandlung der Methode A ist kürzlich von W. Kaufmann u. Fr. Serowy[8]) erschienen. Weitgehende experimentelle Untersuchungen sind von S. Dushman und C. Found[9]) ausgeführt worden. Letztere benutzen ein Entladungsrohr, das aus einem Molybdänzylinder besteht, in dessen Hohlraum zwei konzentrische Wolframspiralen sich befinden, von denen jede als Elektronenquelle benutzt werden kann. Somit besteht die Möglichkeit, alle drei der oben angegebenen Methoden anzuwenden. Besonders interessant ist die Art, wie Dushman und Found die Eichung ihres Ionisationsmanometers vornehmen. Sie benutzen hierzu zwei große Glasgefäße A und B, die durch eine enge Kapillare verbunden sind. Mit dem Gefäß A ist ein Mc Leodsches Manometer, mit B das Ionisationsmanometer und ein Hochvakuumpumpensatz verbunden. A und B werden weitgehend evakuiert und darauf A mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt. Dieses strömt nun durch die Kapillare nach B. Bezeichnet man mit P_A

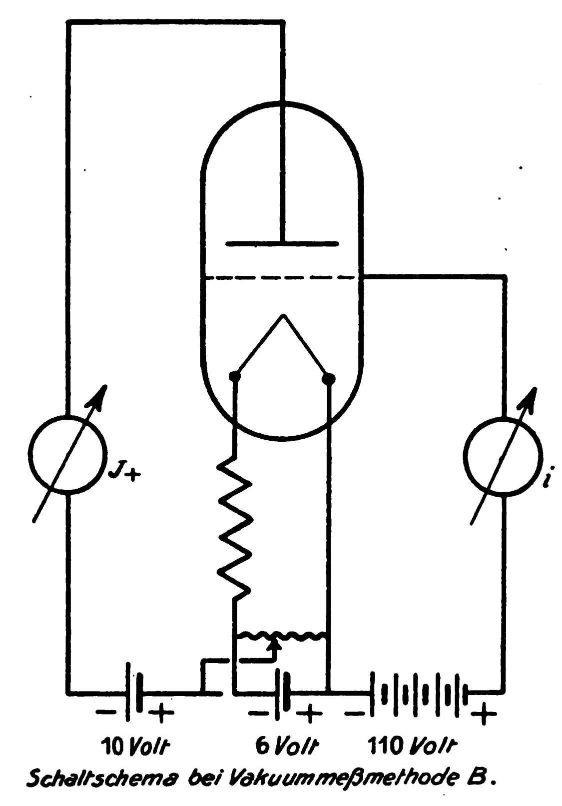


Abb. 5.

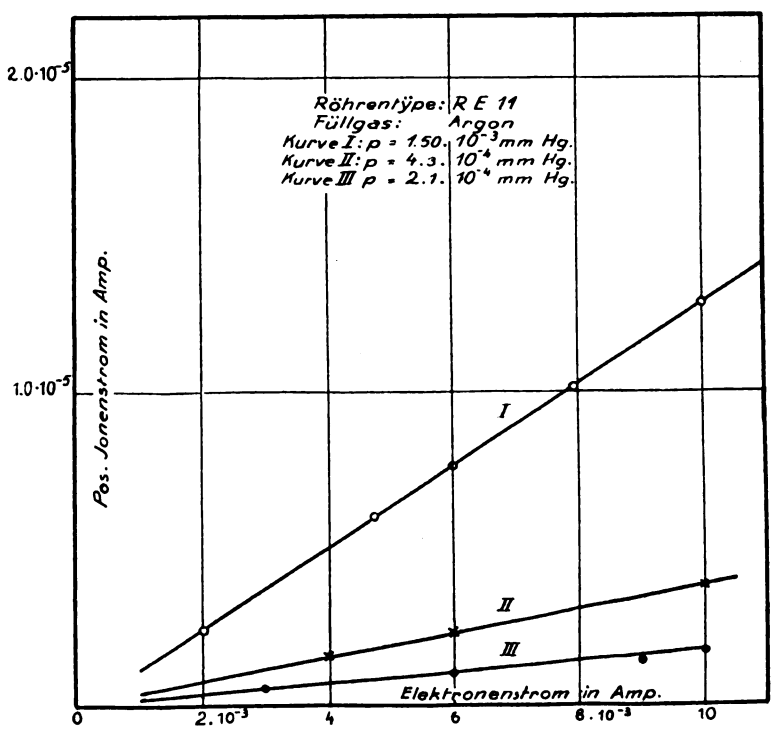


Abb. 6. Abhängigkeit der Ionisation vom Elektronenstrom bei konst. positiver Spannung.

[8]) W. Kaufmann u. F. Serowy, Zeitschr. f. Phys. **5** (1921), 319.

[9]) S. Dushman u. C. Found, Phys. Rev. **17** (1921), 7.

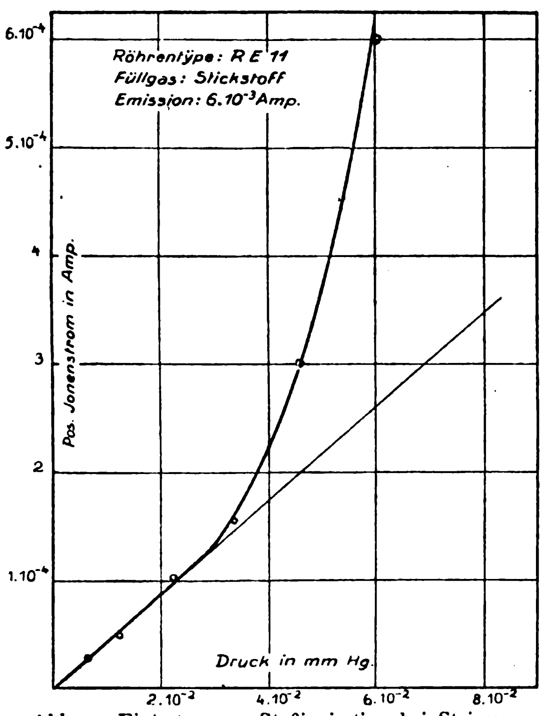


Abb. 7. Eintreten von Stoßionisation bei Steigerung des Gasdrucks.

bzw. P_B den Druck in A bzw. B, mit dp/dt den Druckanstieg in B, dessen Volumen V sei, mit Q die Gasmenge, die in der Zeiteinheit die Kapillare durchfließt, mit W den Reibungswiderstand in dieser und mit ϱ die Gasdichte, so gilt nach M. Knudsen[10])

$$Q = V \frac{dp}{dt} = \frac{P_A - P_B}{W \cdot \sqrt{\varrho}}$$

und, weil P_B sehr klein gegen P_A ist:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{P_A}{V \cdot W \cdot \sqrt{\varrho}} .$$

Mit dieser Methode ist es Dushman und Found möglich, bis zu sehr kleinen Drucken die Abhängigkeit des Ionenstromes vom Druck zu verfolgen, und es ergibt sich, wie auch im folgenden genauer gezeigt wird, Proportionalität zwischen Druck und Ionenstrom.

Versuchsanordnung und Vorversuche.

Zu den Untersuchungen wurden von den Telefunken-Empfangsröhren die Typen RE 11 und N 91a benutzt. Letztere ist eine besondere Konstruktionsausführung der Fabrikationstype RE 38

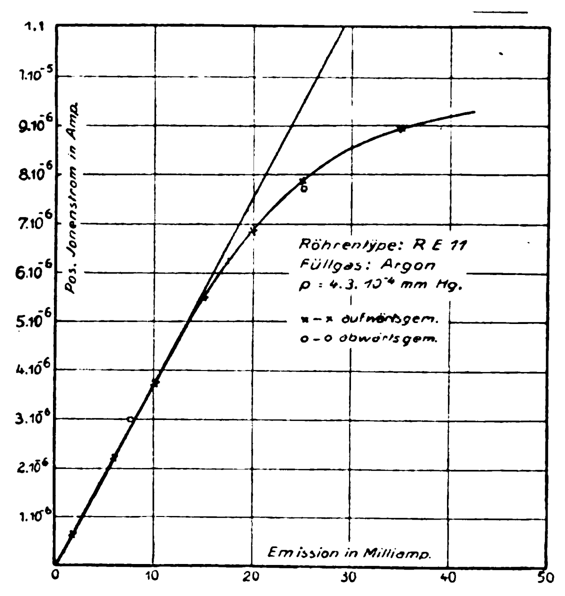


Abb. 8. Sättigungserscheinung des Ionenstroms.

mit einem Gitter aus sechs parallelen dünnen Drähten, die an den Enden von einem schmalen Nickelblechring gehalten sind. Mit Ausnahme einer Röhre, deren Anode aus Kupfer bestand, waren bei allen Röhren Gitter und Anode aus Nickel hergestellt. An Stelle der sonst dünnen

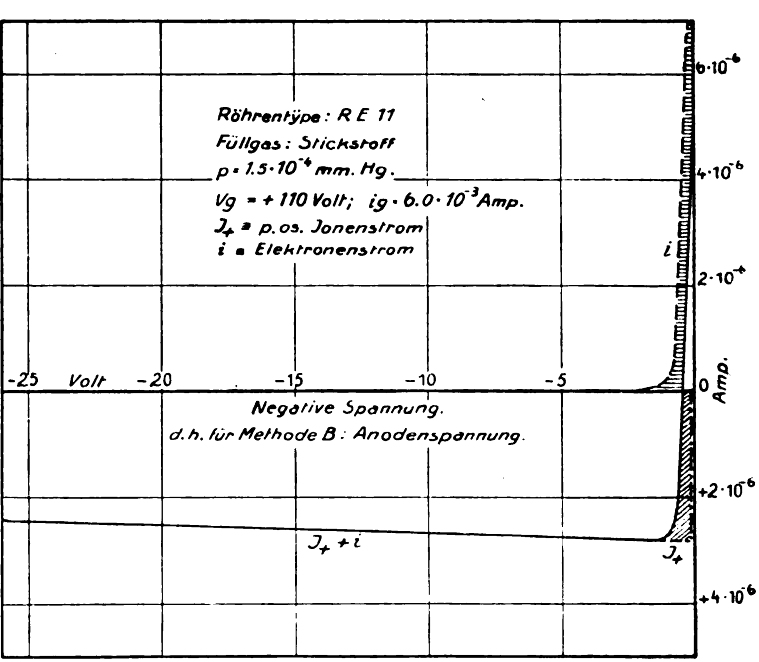
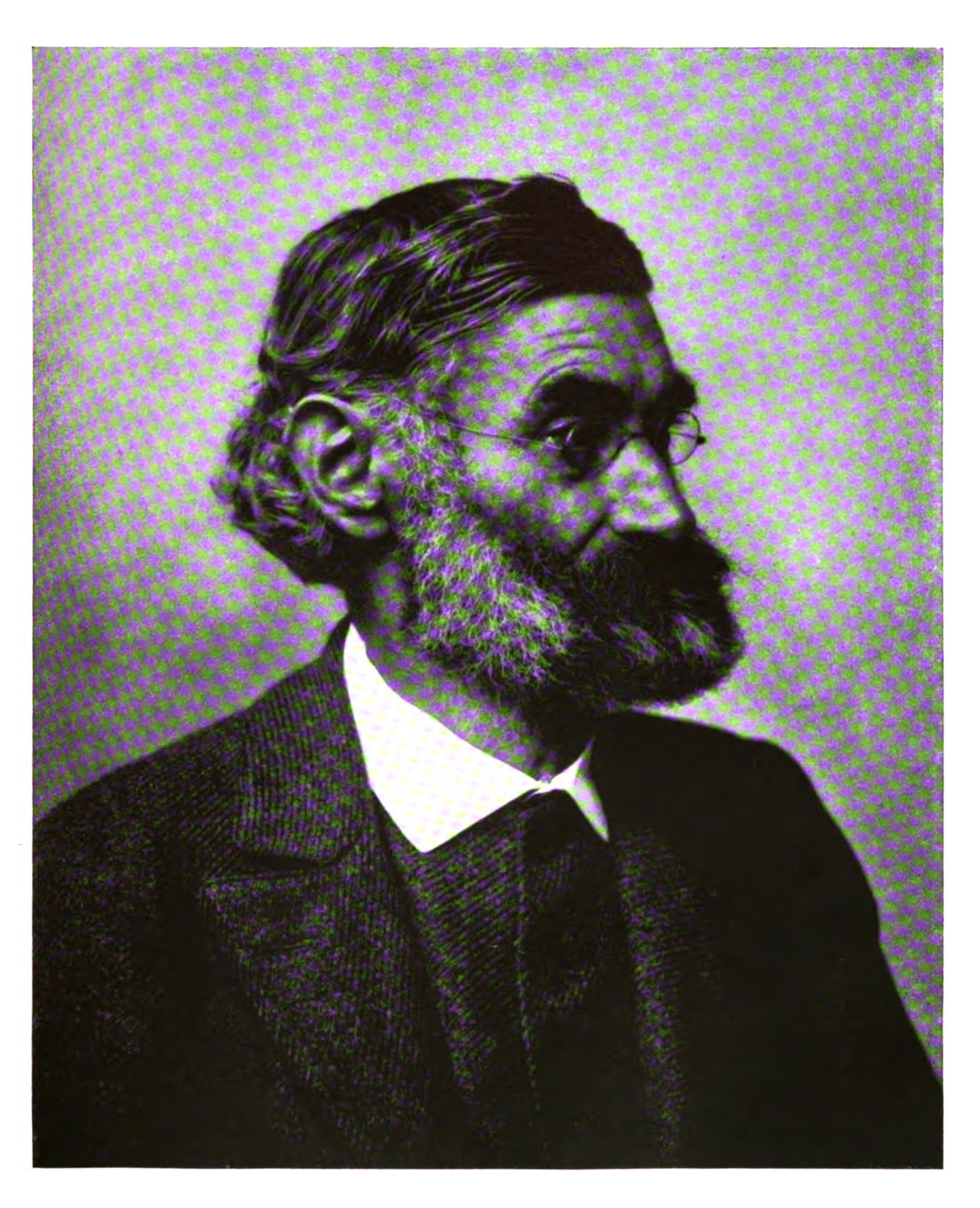


Abb. 9. Abhängigkeit des Ionenstroms von der neg. Spannung bei konstanter pos. Spannung am Gitter.

[10]) M. Knudsen, Ann. d. Phys. [4] 28 (1909), 81.



Dr. E. Abbe

Pumpstengel kamen 5 cm lange Röhren von 15 mm Durchmesser zur Verwendung, die wiederum an einem Rohr von 20 mm Durchmesser saßen. Zwischen diesem und der Diffusionspumpe befand sich zunächst den Röhren eine Falle für Quecksilber- und andere kondensierbare Dämpfe, dahinter die Glasrohrleitung zu einem Mc Leod schen Manometer (Meßgrenze $5 \cdot 10^{-6}$ mm Hg) und ein Quecksilberventil, das die Röhren mit Mc Leod von der Pumpe abschließen konnte.[11]) Hähne und Schliffe wurden auf der Hochvakuumseite vermieden. Die Anordnung ist schematisch in Abb. 1 wiedergegeben. Das Vorvakuum erzeugte eine rotierende Gaedesche Quecksilberpumpe mit vorgeschalteter rotierender Siemensölpumpe. Die Röhren wurden zunächst im Ofen etwa 1 Stunde auf 400° C erhitzt, um die Glaswände weitestgehend von Gasen, besonders vom Wasserdampf, zu befreien. Darauf folgte die Entgasung der Metallteile durch die bekannten Verfahren, bis bei rotglühender Anode der „verkehrte" Gitterstrom sehr klein geworden war, danach ein nochmaliges Erhitzen im Ofen. Vor dem Einlassen eines anderen Gases wurde die Entgasung wie eben beschrieben wiederholt. Zur Untersuchung gelangten Stickstoff, Wasserstoff und Argon, die weitgehend gereinigt waren.

Wie oben angegeben, können zwei Methoden mittels besonderer Schaltungen zur Bestimmung des Gasrestes in Glühkathodenröhren (hier Type RE 11 und N 91 a) dienen.

Methode A.

Diese entspricht der normalen Röhrenschaltung bei Aufnahme des Anoden- und Gitterstromes in Abhängigkeit von der Gitterspannung (Charakteristikmessung), und zwar lagen an der Anode + 110 Volt und am Gitter zunächst eine variable negative Spannung

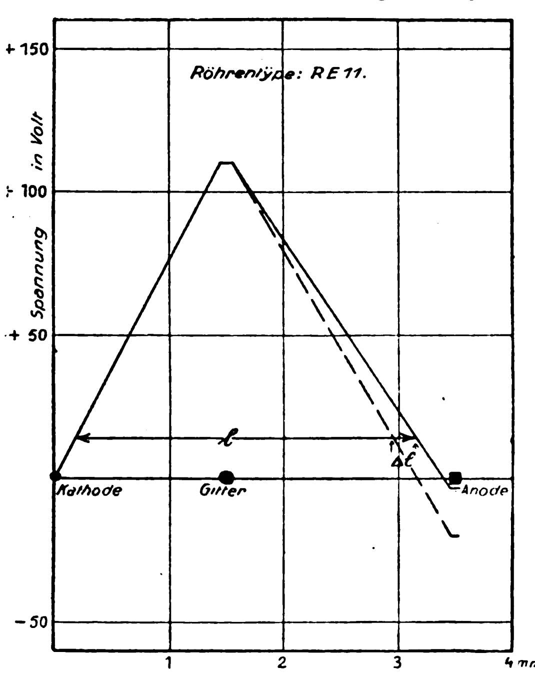


Abb. 10. Potentialverteilung im Ionisationsmanometer bei Methode B.

von 0 bis −10 Volt. Abb. 2 zeigt das Schaltschema, Abb. 3 bzw. Abb. 4 einige Charakteristiken bei verschiedenem Gasdruck in einer RE 11-Röhre.[12])

[11]) Die Erfahrung bei Messungen mit Mc Leod schen Manometern hat gezeigt, daß $5 \cdot 10^{-6}$ annähernd das Äußerste ist, was mit einiger Genauigkeit gemessen werden kann. Es ist nur nachteilig, wenn man Kapillaren mit einem kleineren Durchmesser als 1 mm verwendet, weil dann geringe Verunreinigungen der Kapillarwandungen sehr große Fehler hervorrufen können. Ferner soll das Restvolumen, auf das die gesamte abgeschlossene Gasmenge zusammengepreßt wird, nicht kleiner als 2 mm³ sein und die dem Druck dieses Volumens entsprechende Quecksilbersäule wenigstens eine Länge von 5 mm haben. Da es jedoch von Interesse sein dürfte, schätzungsweise (wenn man kein Ionisationsmanometer zur Verfügung hat) bei sehr niedrigem Druck diesen angeben zu können, sei mitgeteilt, daß, wenn die Quecksilbersäule bei langsamem Hochgehen und Senken im abgeschlossenen Volumen bis einige Millimeter Unterdruck hängen bleibt, der Druck kleiner als $1 \cdot 10^{-8}$ mm ist.

[12]) Vgl. H. Barkhausen, Jahrb. f. drahtl. Tel. **18** (1921), 402.

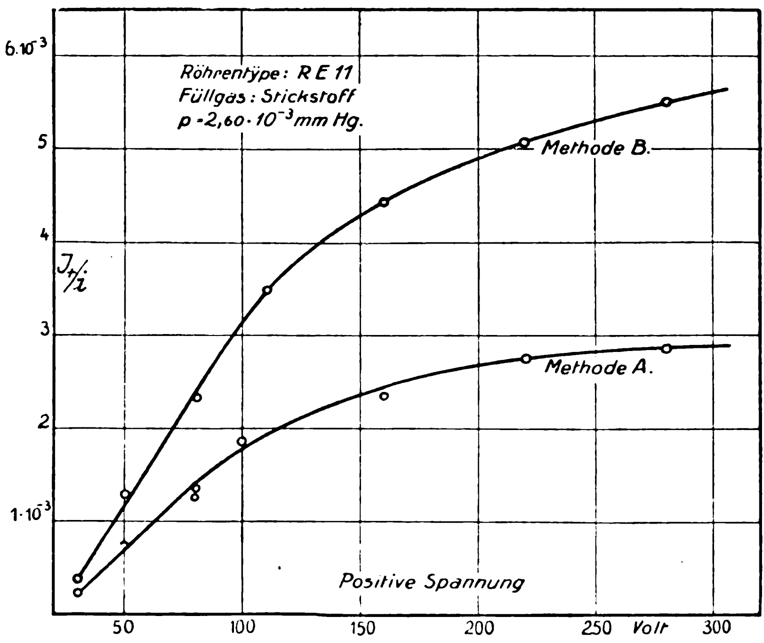


Abb. 11. Abhängigkeit von J_+/i von der pos. Spannung.

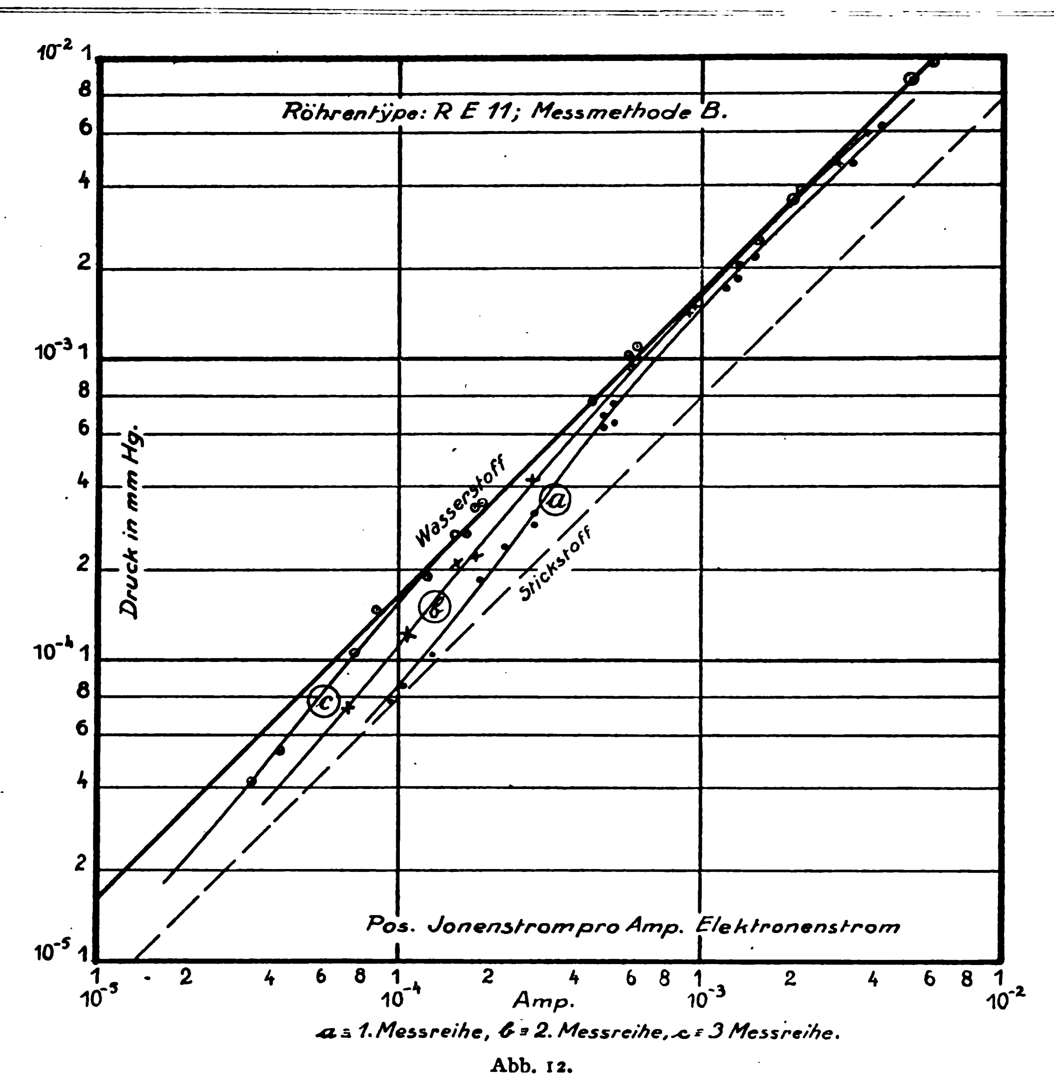


Abb. 12.

Gleich bezifferte Kurven sind einander zugeordnet.

In Abb. 4 ist der negative Gitterstrom für verschiedene Gasdrucke dargestellt, während Abb. 3 bei konstantem Gasdruck die Veränderung des Gitterstroms bei verschiedener Anodenspannung wiedergibt. In Abb. 4 stellen die gestrichelten Kurven (Index *c*) den Quotienten von positivem Ionenstrom und Elektronenstrom dar, woraus ersichtlich ist, daß beide Ströme mit Ausnahme des Gebietes zwischen 0 und — 2 Volt einander direkt proportional sind. Bei gegebener Anodenspannung und bestimmtem Druck ist die Größe des Elektronenstroms, und damit auch des positiven Ionenstroms, nur in geringem Maße veränderlich, da ersterer durch die bekannte Röhrengleichung

$$i = \frac{1}{k}(V_G + \alpha V_A)^{3/2} \qquad (1)$$

eindeutig bestimmt ist. Dies bedeutet einen Nachteil gegen die

Methode B.

Bei dieser hat das Gitter die höhere positive Spannung, während die Anode eine negative Spannung erhält, um die positiven Träger aufzunehmen. Da in diesem Falle der Elektronenstrom nicht von dem negativen Potential der Anode beeinflußt wird, kann er in weiten Grenzen variiert werden, bis die Raumladung ein weiteres Ansteigen verhindert. Dazu kommt noch, daß bei gleichem Druck und gleichem Elektronenstrom Methode B eine größere Ionisation liefert als Methode A. Der Grund hierfür ist darin zu suchen, daß die Elektronen längere Zeit durch das Gitter hin und her pendeln. Damit ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron ein Gasteilchen trifft, größer als in Methode A, wo die Elektronen nur einmal den Raum Kathode—Anode durchfliegen. Der Unterschied zwischen beiden Meßarten steigert sich mit zunehmendem Durchgriff immer mehr. Dagegen bietet, wie schon erwähnt, Methode B theoretisch einige Schwierigkeiten, da die Zahl der Hindurch-

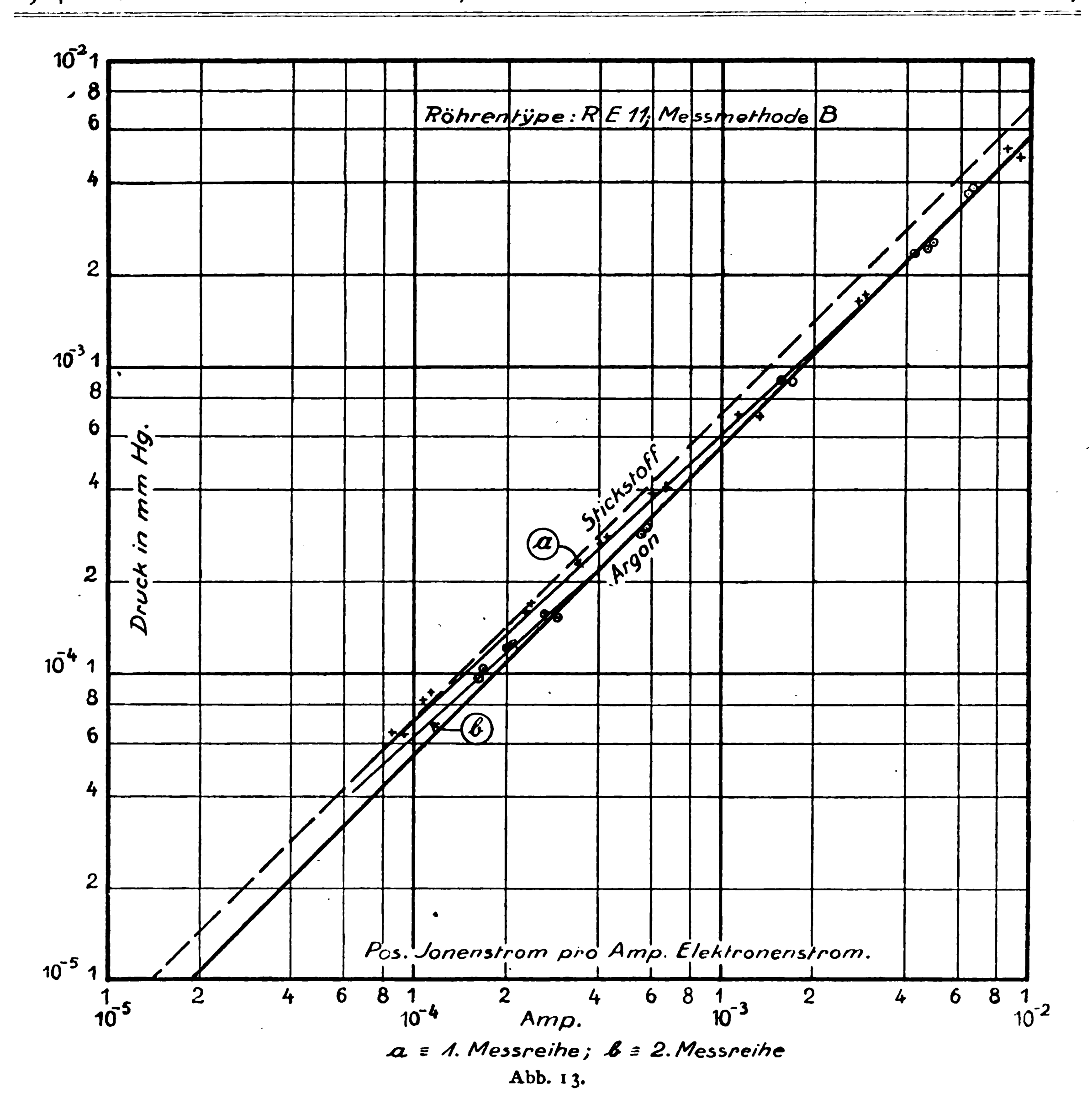


Abb. 13.

gänge durchs Gitter zunächst unbekannt ist und sich ferner mit der Änderung der Anodenspannung nicht nur die Elektronengeschwindigkeit, sondern zugleich der Ionisationsraum sehr ändert. Abb. 5 zeigt das Schaltschema für Methode B, Abb. 6 die Abhängigkeit des positiven Ionenstromes von der Emission bei verschiedenem Gasdruck. Das Füllgas war Argon. Die in Abb. 6 ersichtliche Proportionalität zwischen Emission und Ionisation ist nicht mehr vorhanden, sobald bei höheren Gasdrucken ($> 1 \cdot 10^{-3}$ mm Hg) Glimmentladung einsetzt (vgl. Abb. 7) oder wenn die Mehrzahl aller zwischen Kathode und Anode vorhandener Gasatome ionisiert ist, was bei niedrigem Druck ($< 10^{-4}$ mm Hg) und sehr großer Elektronendichte eintreten kann (vgl. Abb. 8).

Im Vorangegangenen ist gezeigt worden, daß der positive Ionenstrom in sehr weiten Grenzen dem Elektronenstrom direkt proportional ist. Allgemein gilt:

$$J_+ = C_0 \cdot f(p) \cdot \Phi(V_+, V_-) \cdot F \cdot i. \qquad (2)$$

Die Konstante C_0 hängt von den Eigenschaften des Gasgemisches ab, das sich in der Röhre befindet, während die Funktion F von der Dimensionierung der Röhre bestimmt wird und sich besonders mit dem Gitter- und Anodendurchmesser ändert. Sehen wir von den Fällen ab, in denen Glimmen einsetzt bzw. die Ionisation Sättigung erreicht, und nehmen die Funktion F mit in die Konstante C_0, so können wir schreiben:

$$\frac{J_+}{i} = C_1 \cdot f(p) \cdot \Phi(V_+, V_-).$$

In Gl. (3) bleibt noch die Funktion $\Phi(V_+, V_-)$ neben $f(p)$ übrig. Da bei den Messungen mit kleinen Schwankungen der Spannungen zu rechnen war, so mußte in den Vorversuchen festgestellt werden, in welchen Grenzen die positive und negative Spannung schwanken darf, ohne mehr als 1% Änderung des Ionisationsstromes hervorzurufen. Für die Methode A ergibt sich aus Abb. 3 und 4, daß die negative Spannung keinen Einfluß ausübt (vgl. die gestrichelten Kurven mit Index c). Das gilt auch annähernd für Methode B. In Abb. 9 ist J_+ in Abhängigkeit von der negativen Spannung bei konstanter Emission (6 mAmp.) wiedergegeben.

Die ausgezogene Kurve stellt den nach der Anode fließenden Strom, d. h. die Summe von J_+ und i, die gestrichelte Kurve den Verlauf des Elektronenstromes (i) und die strichpunktierte den des positiven Ionenstromes (J_+) dar. Abgesehen von sehr kleiner negativer Spannung (von 0 bis $-1{,}5$ Volt), wo noch Elektronen in beträchtlicher Anzahl zur Anode gelangen, nimmt J_+ pro Volt um etwa 0,5% ab. Diese Abnahme ist durch die Abnahme der Größe des Ionisationsraumes bedingt, wie es schematisch in Abb. 10 für zwei Spannungen angegeben ist. Es ist also praktisch eine Schwankung von 0,5 Volt in beiden Methoden ohne Einfluß auf die Größe J_+/i. Größere Abweichungen bewirken Änderungen der positiven Spannung, d. h. Änderungen der Elektronengeschwindigkeit, wie aus Abb. 11 für beide Methoden zu ersehen ist.

Hierbei zeigen die beiden Methoden den wesentlichen Unterschied, daß die die Methode A darstellende Kurve früher einem Maximalwert zustrebt als die andere Kurve, die für Methode B gilt, und zwar, weil mi Erhöhung der positiven Spannung der Ionisationsraum sich vergrößert (vgl. Abb. 10) und zugleich die Zahl der Durchgänge durch das Gitter vermehrt wird.

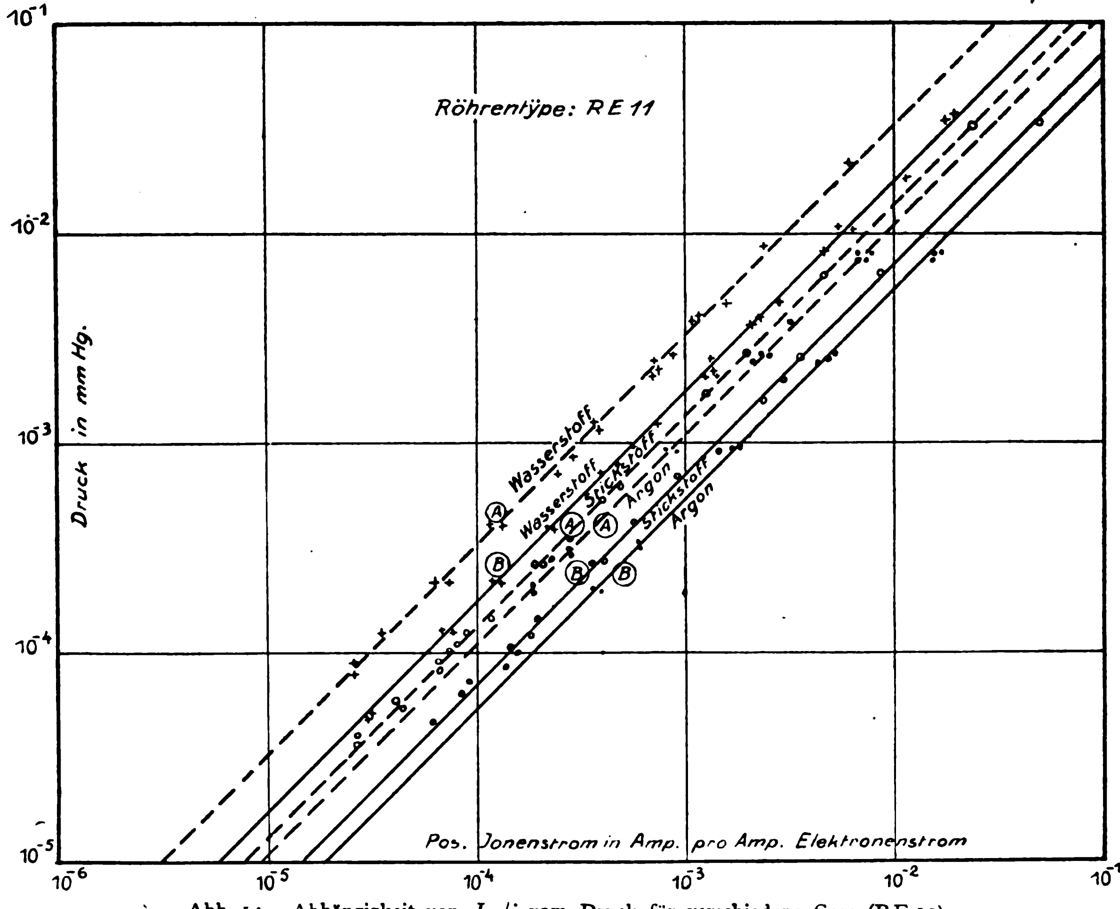


Abb. 14. Abhängigkeit von J_+/i vom Druck für verschiedene Gase (RE 11).

Empirische Bestimmung der Konstanten C für Wasserstoff, Stickstoff und Argon.

Unter den oben angeführten Bedingungen gilt für ein und dieselbe Röhrentype die Gl. (3a):

$$\frac{J_+}{i} = C_2 \cdot f(p) \cdot C(V_+) \qquad (3a)$$

oder für dieselbe positive Spannung:

$$\frac{J_+}{i} = C \cdot f(p). \tag{4}$$

Es soll in dieser Abhandlung nur empirisch aus den aufgenommenen $J_+/i, p$-Kurven die Konstante C bestimmt werden.

Vor dem Einlassen des zur Untersuchung gelangenden Gases wurde es spektroskopisch auf seine Reinheit geprüft. Darauf wurde die Anordnung mehrere Male bei brennenden Kathoden mit dem Gase durchspült und eine Meßreihe aufgenommen. Nach vollständigem Evakuieren und Füllen folgte eine zweite Meßreihe usf. Die positive Spannung betrug immer 110 Volt. Die Kurvenscharen in Abb. 12 und 13 zeigen deutlich die zunehmende Gasreinheit. Das Abbiegen von der dem Wasserstoff entsprechenden Kurve (Abb. 12) beginnt bei jeder weiteren Meßreihe bei immer kleineren Drucken. Das gilt auch von den Kurven, die den Meßreihen mit Argon entsprechen. Während beim Wasserstoff die Kurven nach unten zu abbiegen, gilt für Argon das Umgekehrte, und zwar nähern sich bei sehr kleinem Druck beide Kurvenscharen der zum Stickstoff gehörenden Geraden, die gestrichelt in beiden Abbildungen eingezeichnet ist. Hieraus folgt, daß die Glaswände und Metallteile trotz weitgehender Reinigung immer noch große Mengen von Stickstoff enthalten, der sowohl vor dem Argon als auch vor dem Wasserstoff in der Anordnung sich befand. Die Messungen selbst sind mit Methode B an normalen RE 11-Röhren ausgeführt. Aus dem geradlinigen Verlauf unter 45° in der logarithmischen Aufzeichnung ist zu ersehen, daß Gl. (4) lauten muß:

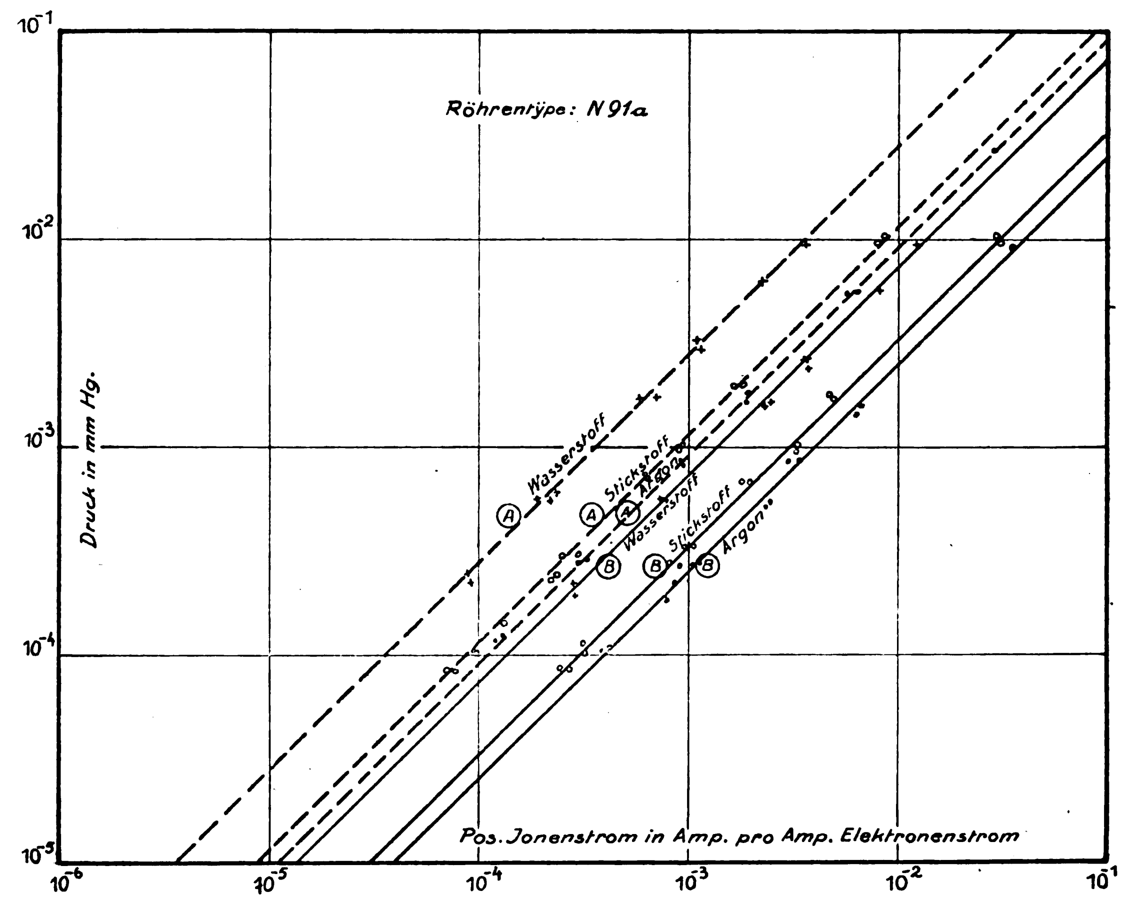


Abb. 15. Abhängigkeit von J_+/i vom Druck für verschiedene Gase (N 91 a).

$$\frac{J_+}{i} = C \cdot p. \tag{4a}$$

Aus den Abbildungen 14 und 15 ergeben sich folgende Größen der Konstanten C für die verschiedenen Röhren und Methoden, die in Tab. 1 zusammengestellt sind.

Die Tab. 1 zeigt z. B., daß für RE 11-Röhren die Ionisation bei Methode B etwa 1,85 mal so groß ist wie bei Methode A. Für die N 91 a-Röhre ist der Unterschied noch größer. Hieraus wiederum könnte man qualitativ angenähert auf die Anzahl der Hin- und Hergänge der Elektronen schließen.

Tabelle 1.

Methode	Röhrentype	Konstante C für H_2	N_2	Ar	$\frac{C_{H_2}}{C_{N_2}}$	$\frac{C_{H_2}}{C_{Ar}}$
A	RE 11	3,12	1,36	1,10	2,30	2,84
B		1,70	0,74	0,58	2,30	2,93
A	N 91 a	2,60	1,15	0,93	2,26	2,80
B		0,70	0,32	0,25	2,19	2,80
				Mittelwert	2,26	2,84

Da jedoch, wie oben gesagt, der Ionisationsraum in Methode B bei Variation der Gitterspannung, d. h. positiver Spannung, eine beträchtliche Größenänderung erfährt, außerdem an der Umkehrstelle der Elektronen sich eine zweite Raumladung ausbilden wird, die eine Verkleinerung des Ionisationsraumes hervorruft, so ist ersichtlich, daß in diesem Falle die Verhältnisse ziemlich kompliziert und rechnerisch sehr schwer zu erfassen sind.

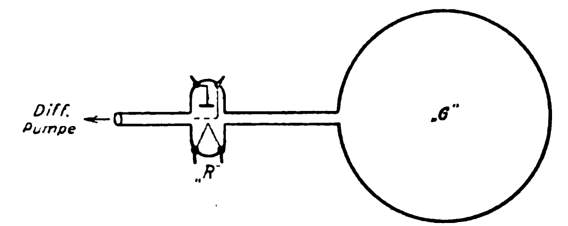


Abb. 16. Maßanordnung für Pumpgeschwindigkeiten.

Anwendungen des Ionisationsmanometers.

a) Messung von Pumpgeschwindigkeiten.

Das Ionisationsmanometer hat, wie oben gezeigt, außer seiner weitgehenden Genauigkeit und seinem großen Meßbereich noch den Vorteil der Einfachheit und Handlichkeit. Dies soll hier an zwei Beispielen gezeigt werden. Handelt es sich z. B. darum, die relative Pumpgeschwindigkeit von verschiedenen Diffusionspumpen oder verschiedenen Gasen oder bei einer Diffusionspumpe bei verschiedener Heizung zu bestimmen, so schmilzt man zwischen das Gasreservoir G und die Diffusionspumpe eine Dreielektrodenröhre R, etwa wie in Abb. 16 angegeben, an. Man achtet dann darauf, daß die Emission konstant bleibt, und liest in bestimmten Zeitintervallen den positiven Ionenstrom am Drehspulinstrument ab; man hat dann sogar schon an der Geschwindigkeit der Zeigerbewegung ein Maß für die Pumpgeschwindigkeit. Z. B. wurde für Wasserstoff und Argon die relative Pumpgeschwindigkeit bestimmt, und zwar in der Anordnung entsprechend Abb. 16. Setzt man die Pumpzeit für eine bestimmte Druckdifferenz für Wasserstoff gleich a, so folgt für Argon für dieselbe Druckdifferenz: $t = 1{,}7 \cdot a$. Dieser Wert ist den Kurven Abb. 17 entnommen. Die Abszisse in dieser stellt die Zeit, die Ordinaten den Druck dar, der aus dem Verhältnis des positiven Ionenstromes zum Elektronenstrom berechnet ist. Es wurde eine RE 11-Röhre verwendet.

b) Bestimmung des Gasdruckes bei „hoher Emission" von Wolframfäden, hervorgerufen durch Gasbeladung.

Während des Pumpens von Glühkathodenröhren kommt es öfter vor, daß die Glühkathode, die meist aus einem thoroxydhaltigen Wolframdraht (0,5 bis 1,5 % ThO_2) besteht, anstatt der normalen spezifischen Emission eine bedeutend höhere besitzt. Die spezifische Emission, d. h. die Emission pro cm^2, beträgt für obigen Draht bei etwa 2200° absoluter Temperatur 120 mAmp. pro cm^2 (dies entspricht der normalen Fadenbelastung), während Fäden mit hoher Emission schon bei 1600° bis 1700° absoluter Temperatur 120 mAmp. pro cm^2 liefern.

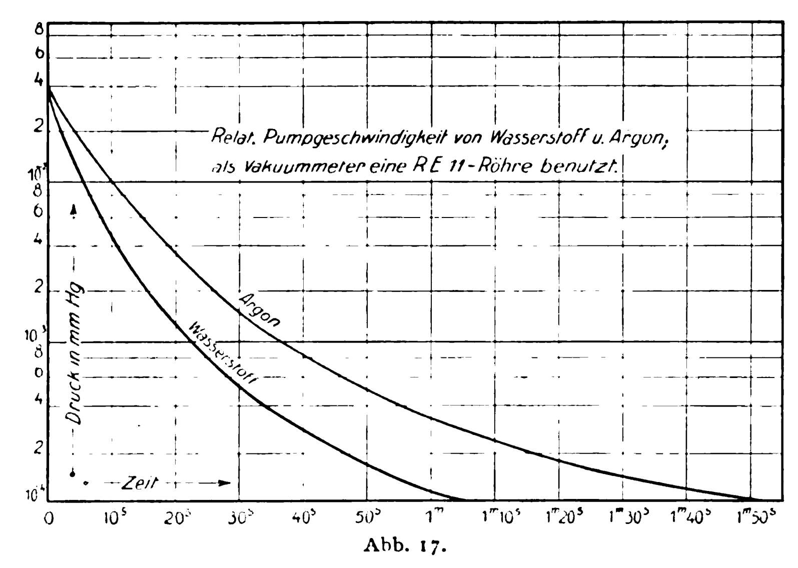


Abb. 17.

Läßt man eine Pumpanordnung mehrere Tage stehen und nimmt währenddessen die flüssige Luft unter den Quecksilberfallen weg, so zeigen die Wolframfäden fast regelmäßig nach nochmaligem Evakuieren eine hohe spezifische Emission, die jedoch in den meisten Fällen schon nach einigen Stunden wieder verschwindet. Die Erhöhung der Emission muß auf das Einwirken von Gasen, die in der Quecksilberfalle kondensiert waren, zurückgeführt werden. Und zwar kann das Gas zweierlei Einfluß haben: entweder primär, daß allein schon das okkludierte Gas in bestimmter Konzentration die Austrittsarbeit der Elektronen er-

leichtert, wie es beim lichtelektrischen Effekt der Fall ist[13, 14, 15]) und wie es auch von R. Suhrmann[16]) für thermische Emission an Tantal und Platin gezeigt wurde, oder aber sekundär, daß durch die Restgase das im Glühdraht enthaltene ThO_2 reduziert[17]) wird und, da die Elektronenemission des Thors[18]) um vieles größer ist als die des Wolframs bei gleicher Temperatur, somit die Gesamtemission erhöht wird. Fängt man die beim Evakuieren der Röhren freiwerdenden Gase auf und betrachtet ihr Spektrum, so zeigt sich neben Kohlenwasserstoffen (Swanspektrum) nur noch das Wasserstoff-

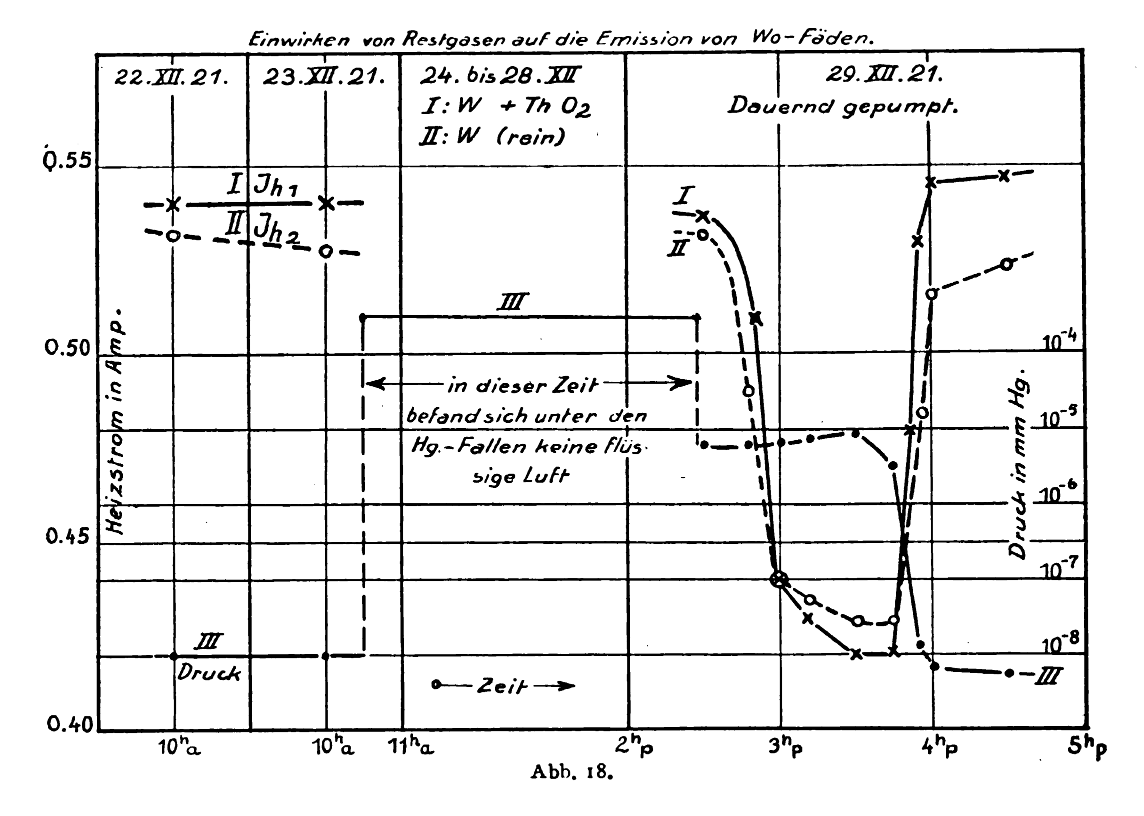


Abb. 18.

spektrum deutlich. Die Reduktionen können also einesteils Kohlenwasserstoffe bewirken oder auch der Wasserstoff selbst, der beim Entgasen besonders chemisch aktiv (atomar) aus den stark erhitzten Metallteilen austritt, wie von Langmuir[19]) festgestellt wurde.

Zur Untersuchung kamen neben thoroxydhaltigen Wolframdrähten auch solche aus reinem Wolfram (bei dem chemisch keine Verunreinigungen nachweisbar waren). Der reine Wolframdraht sollte erweisen, ob der Einfluß des Gases ein primärer oder sekundärer ist. Wie erwähnt, war es durch einen Quecksilberabschluß möglich, die Röhren von der Pumpe abzuschließen, so daß bei den Vakuummessungen in der Röhre (Ionisationsmethode) und im Mc Leod der gleiche Druck herrschte. U-Rohre, die in flüssige Luft tauchten, hielten den Hg-Dampf von den Versuchsröhren fern. Die Gase, die während des Entgasens der Röhren aus Glas und Metall austraten, wurden größtenteils in einem (vor dem Versuch auf 500° erhitztem) Kohlegefäß aufgefangen, das zu diesem Zweck in flüssige Luft tauchte. Nachdem ein Druck von $1 \cdot 10^{-8}$ mm Hg (gemessen mit Ionisationsmanometer) bei brennendem Faden erreicht war, wurde mit der ersten Versuchsreihe begonnen, die in Abb. 18 graphisch dargestellt ist.

Beobachtet wurde die Veränderung der Heizung bei 6 mAmp. Emission eines thoroxydhaltigen und eines reinen Wolframdrahtes. Die Versuchsröhren waren Verstärkerröhren Type RE 11. Der Drahtdurchmesser betrug bei beiden Drähten 0,05 mm, die Länge 16 mm. Während zweier Tage blieb flüssige Luft unter dem Kohlegefäß und die Röhren von der Pumpe getrennt. Es zeigte sich in dieser Zeit keine Druckänderung und auch keine große Änderung des Heizstromes

[13]) W. Hallwachs, Lichtelektrizität.
[14]) H. Simon, Dissertation Dresden 1920 [Auszug: Ann. d. Phys. [4] **65** (1921), 704-717].
[15]) R. Suhrmann, Dissertation Dresden 1921 [Auszug: Ann. d. Phys. [4] **67** (1922), 43]
[16]) R. Suhrmann, Zeitschr. f. Phys **13** (1923), 17.
[17]) J. Langmuir, z. B., Gen. El. Rev. **23** (1920), 503 u. 589.
[18]) S. Dushman, Gen. El. Rev. 1921.
[19]) J. Langmuir, El. World 1922.

für 6 mAmp. Emission, der in Abb. 18 als Ordinate aufgetragen ist. Während $5^1/_2$ Tagen konnten die aus dem Kohlegefäß freiwerdenden Gase auf den kalten Faden einwirken. Der Druck war nach Entfernen der Kühlgefäße von $1 \cdot 10^{-8}$ auf $3 \cdot 10^{-4}$ mm Hg gestiegen. Als am siebenten Tag das Kohlegefäß wieder in flüssige Luft getaucht wurde, sank der Druck nur auf $5 \cdot 10^{-6}$. Es waren also Gase vorhanden, die sich nur in gewissem Zustande kondensieren lassen, bzw. kann festes Quecksilber eine größere Menge Gas binden als flüssiges, was ja allgemein von jedem Metall gilt. Langmuir nimmt an, daß es sich um „atomaren" Wasserstoff handelt. Aus dem weiteren Verlauf der Kurven ist zu ersehen, daß beide Fadenerhöhung, während sogar Argon und Quecksilberdampf als Gifte wirken, d. h. diese hohe Emission sofort vernichten.

Um ganz sicher zu gehen, daß nicht etwa Thor während des Pumpens und Brennens der Röhren von den Thoroxyddrähten zum reinen Wolframdraht diffundiert ist, da nach Langmuir schon ganz geringe Thormengen die Emissionssteigerung herbeiführen können, wurden endlich noch Röhren mit reinem Wolframdraht allein an einem anderen Pumptisch untersucht. Diese Apparatur besaß kein Kohlegefäß, so daß in der Quecksilberfalle bedeutend weniger Restgase aufgespeichert werden konnten. Trotzdem machte sich auch hier eine Erniedrigung der Heizung für 6 mAmp. Emission

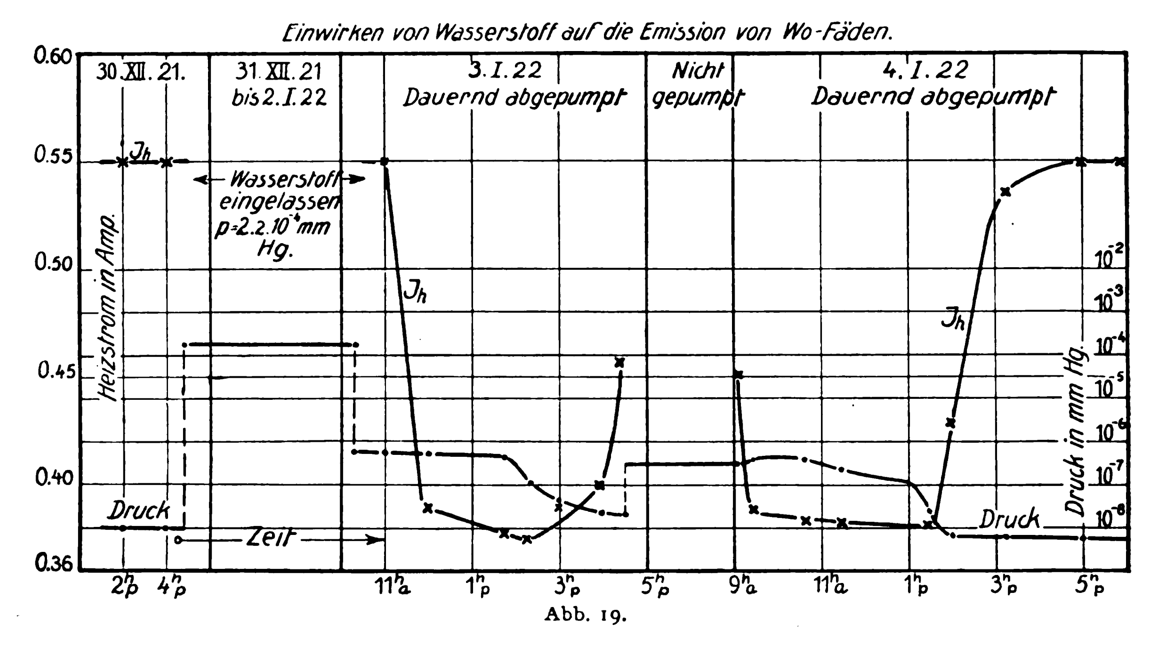


Abb. 19.

materialien fähig sind, für kurze Zeit eine höhere Emission zu geben, gleichgültig, ob der Wolframdraht thorhaltig ist oder nicht. Für die Drähte ergeben sich folgende Werte bei 6 mAmp. Emission.

Tabelle 2.

Material	normal		bei hoher Emission	
	J_H	V_H	J_H	V_H
W rein	0,53	2,92	0,435	1,96
W thoroxydhaltig	0,54	2,80	0,430	1,78

An einer zweiten Versuchsreihe wurde an Stelle der Restgase Wasserstoff in die Röhren eingelassen, und wie Abb. 19 zeigt, ist mit ihm das gleiche zu erreichen.

Die Erniedrigung der Heizwatts hält hier eine längere Zeit an als im vorangehenden Versuch und ist zugleich etwas größer. Dagegen zeigten Versuche mit Stickstoff niemals eine Emissionsbemerkbar, besonders nachdem nochmals Wasserstoff eingelassen worden war.

In den Abbildungen 18 und 19 sind als Abszissen die Heizung und der Druck aufgetragen. Verfolgt man die Änderung des Druckes, so erkennt man, daß in jedem Falle mit dem Verschwinden der hohen Emission zugleich eine Abnahme des Druckes stattfindet, so daß man analog der lichtelektrischen Elektronenemission hier auch schließen kann, daß das im Metall okkludierte Gas — wahrscheinlich Wasserstoff — eine Erhöhung der Emission ergeben kann, solange es in einer bestimmten Konzentration in den oberen Metallschichten vorhanden ist.

Zusammenfassend kann gesagt werden:

Benutzt man zur Vakuummessung eine normale Dreielektrodenröhre mit zentrischer Anordnung, so erhält man bei gleicher positiver Spannung mit positivem Gitter und negativer Anode (Methode B)





eine größere Ionisation pro Amp. Elektronenstrom als mit negativem Gitter und positiver Anode (Methode A), und zwar vergrößert sich der Unterschied zwischen beiden mit steigendem Durchgriff.

Der positive Ionenstrom ist dem Druck in allen Fällen direkt proportional, wenn man durch Wahl der Größe des Elektronenstromes dafür sorgt, daß keine Glimmentladung einsetzt bzw. bei zu starken Strömen und sehr kleinen Drucken keine Sättigung des Ionenstromes eintritt.

Es läßt sich mit dem Ionisationsmanometer feststellen, daß ein Wolframdraht durch Gasbeladung eine höhere spezifische Emission als normalerweise ergeben kann.

Zum Schluß möchte ich nicht unterlassen, Herrn Dr. Rukop für die Anregung zu diesen Untersuchungen und Herrn Dölle für seine Mitarbeit bei den Aufnahmen der Meßreihen zu danken.

(Eingegangen am 15. März 1924.)

Über die Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit technischer Materialien.

Von O. Tesche.

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Bonn.)

Einleitung.

In verschiedenen Zweigen der Technik macht sich bekanntlich ein wachsendes Bedürfnis nach Angaben über das Wärmeleitvermögen technisch verwendeter Substanzen geltend. Das Baufach, der Kraftmaschinenbau und andere Gebiete des Ingenieurwesens benötigen solche Zahlen.

Die vorliegende Arbeit macht es sich zur Aufgabe, solchen Bedürfnissen entgegenzukommen. Während die Untersuchungen schon im Gange waren, nahm die Physikalisch-Technische Reichsanstalt auf zahlreiche Anfragen aus Technikerkreisen hin ähnliche Messungen in Angriff [1]); nach einem absoluten Verfahren wurden dort eine ganze Reihe solcher Bestimmungen durchgeführt. Wenn auch damit die vorliegenden Messungen an Genauigkeit und Umfang überholt sind, so scheint es doch nicht überflüssig, sie mitzuteilen. Denn das hier beschriebene Verfahren zeichnet sich vor allem durch seine Einfachheit aus, und erreicht auch gewiß die Genauigkeit, die von technischen Messungen gefordert werden muß.

Die Versuchsanordnung.

Eine handliche Methode, relative Wärmeleitfähigkeitsmessungen auszuführen, rührt von Christiansen [2]) her. Diese Methode wurde aufgegriffen und zweckentsprechend ausgestaltet. Die Abb. 1 und 2 geben einen Einblick in die gewählte Versuchsanordnung. Mehrere runde Kupferplatten (8,6 cm Durchmesser, 0,8 cm Dicke) lagen wagerecht ausgerichtet. Je drei Glasplättchen trennten die Platten voneinander. Die oberste Platte war als Doppelplatte ausgebildet; zwischen ihren beiden Teilen befand sich eine Heizspirale aus Schniewindt-Konstantanband; die Windungen waren untereinander und gegen das Kupfer mittels schellackiertem Papier isoliert. (Widerstand etwa 4 Ohm.) Der Heizstrom konnte an einem 1 Ohm-Siemens-Präzisions-Amperemeter bis auf 0,01 A.

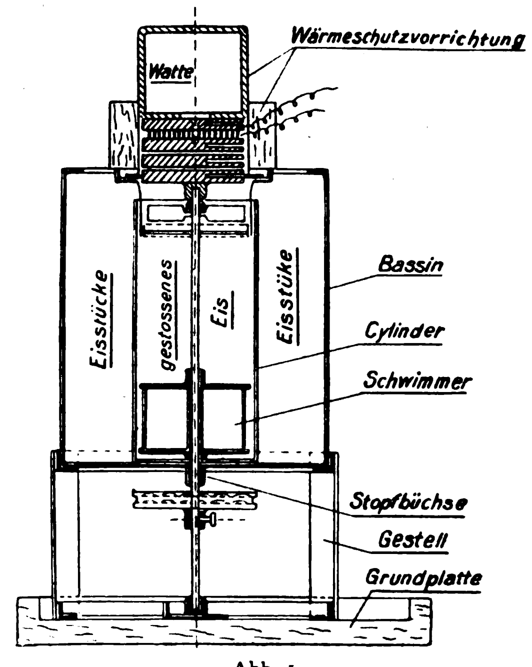


Abb. 1.

abgelesen werden. Die Konstanz dieses Stroms war vorzüglich. Zu diesen Versuchen stand eine eigene Batterie zur Verfügung. Einer der beiden durch die Glasplättchen begrenzten Zwischenräume nahm die Substanz auf, deren Leitfähigkeit zu bestimmen war; der andere Zwischenraum wurde mit einem Stoff von bekannter Leitfähigkeit gefüllt.[3]) Während der Versuche war das Plattensystem nach oben und nach den Seiten hin von wärmeisolierenden Stoffen umgeben (Holz, Watte), die ein Abströmen von Wärme weitgehend verhinderten. Eine Kühlvorrichtung, deren besondere Konstruktion aus Abb. 1 hervorgeht (Eiswasser durch Propeller bewegt), erlaubte die Unterseite des Plattensystems auf annähernd Null Grad zu halten.

[1]) M. Jakob, Wiss. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt VI, 2 (1923), 137.

[2]) C. Christiansen, Wied. Ann. **14** (1881), 23.

[3]) Die Leitfähigkeiten sind in dieser Arbeit in cal/cm·grad·sec gemessen: $[\lambda] = [\text{cal/cm·grad·sec}]$.

Nach Einregulierung des Heizstroms und Ingangsetzen des Rührwerks wurde die Apparatur bis zum Eintritt des stationären Zustands sich selbst überlassen (Dauer $1-1^1/_2$ Stunde). Die Plattentemperaturen konnten mit einem Kupfer-Konstantan-Thermoelement und Galvanometer gemessen werden. Abb. 2 zeigt die seitlichen Boh-

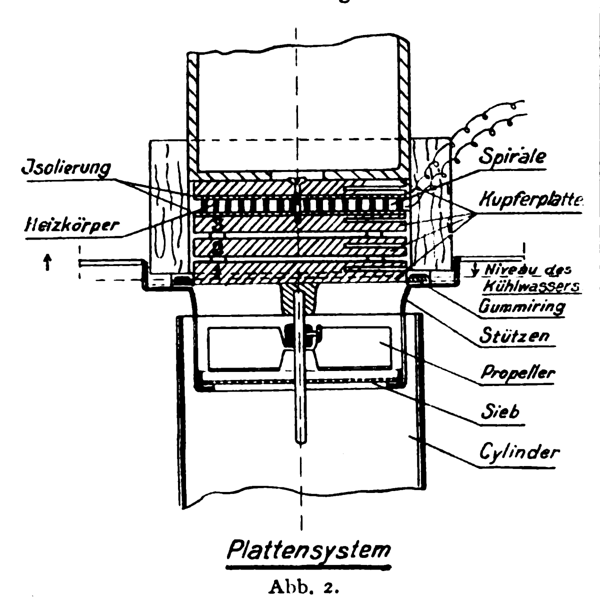


Abb. 2.

rungen der Kupferplatten, die das Thermoelement aufnahmen. Im stationären Zustand seien T_1, T_2 und T_3 die Temperaturen der ersten (untersten), zweiten und dritten Kupferplatte; d_{21} bzw. d_{32} die Dicke der unteren bzw. oberen Zwischenschicht (Leitfähigkeit λ_{32} bzw. λ_{21}). Dann gilt sehr angenähert

$$\frac{\lambda_{32}(T_3-T_2)}{d_{32}}=\frac{\lambda_{21}(T_2-T_1)}{d_{21}}.$$

Sind alle Größen bis auf eine Leitfähigkeit bekannt, dann kann diese berechnet werden. Als Normalsubstanz wurde Wasser benutzt, dessen Leitfähigkeit durch die Formel gegeben ist:

$$= 0{,}001325(1+0{,}02984\,T).$$ [4])

Das Thermoelement wurde sorgfältig nach den Angaben von White[5]) hergestellt. Es erhielt eine

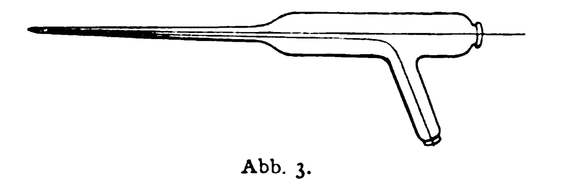


Abb. 3.

paraffingefüllte Glasfassung (Abb. 3). Die Lötstellung ragte ein wenig aus dieser Fassung hervor. Eine besondere Vorrichtung erlaubte das Thermoelement so in die Bohrungen einzudrücken, daß die Lötstelle festen Kontakt mit dem Kupfer hatte. Die Drahtzuführungen lagen, vorzüglich isoliert, in Gummiadern. Das benutzte Siemens-Drehspulinstrument befand sich ganz in einem Wärmeschutz. Die Eichkurve des Thermoelements wurde zwischen den Versuchen mehrfach mit einem geeichten Thermometer sorgfältig aufgenommen.

Die Fehlerquellen.

Die untersuchten Substanzen wurden in einer Schichtdicke von etwa 2 mm eingeführt. Diese Dicke wurde mittels Mikrometer bis auf 0,02 mm bestimmt. Flüssigkeiten wurden vorsichtig mit Hilfe einer Pipette zwischen die Kupferplatten eingebracht; etwa vorhandene Luftblasen waren bei horizontaler Durchleuchtung zu erkennen und mußten mit einer Glaskapillare herausgeschoben werden. Die Temperatur der obersten Platte erreichte bei einigen Versuchen eine Höhe von 15^0; sie konnte bis auf $0{,}04^0$ konstant gehalten werden; bei einigen Versuchen wurde die Temperatur durch entsprechende Verringerung des Heizstroms niedriger gehalten ($T \approx 4^0$). Auf Grund dieser Zahlen ließ sich ein durchschnittlicher Fehler von etwa $1^0/_0$ erwarten.

Ein weiterer Punkt betrifft die äußere Wärmeleitung am Rande der mittleren Kupferplatte. Eine diesbezügliche Überschlagsrechnung ergab, daß dieser Fehler nicht merklich stören konnte, sofern es sich um technische Messungen handelte. Indessen ließ sich dieser Sachverhalt auch experimentell klären (s. u.). Durch zweckmäßig angeordnete Versuche ließ sich schließlich auch nachweisen, daß der störende Einfluß der Randverdampfung einer Wasserlamelle nur von untergeordneter Bedeutung war.

Besondere Beachtung verdient der Wärmekontakt fester Körper gegen die Kupferplatten hin. Bei der Unebenheit technisch hergestellter Substanzen können leicht schmale Lufträume zwischen Substanz und Kupferplatte eingeschlossen bleiben. Diesem Punkt wurde besondere Beachtung geschenkt. Wichtig war vor allem auch, den völligen Eintritt des stationären Zustands abzuwarten. Dementsprechend wurde etwa eine Stunde nach Beginn eines Versuchs die Temperatur der Platte 3 in regelmäßigen Zeitabschnitten abgelesen, so lange, bis jeder Gang in dieser Temperatur verschwunden war. Der Temperaturfall in den Kupferplatten war bei der erreichbaren Genauigkeit zu vernachlässigen.

Die Messungen.

Es standen, von der Firma Clouth[6]) bereit-

[4]) M. Jakob, Ann. d. Phys. [4] **63** (1920), 537.
[5]) W. B. White, Phys. Zeitschr. **8** (1907), 325.

[6]) Franz Clouth, Rheinische Gummiwarenfabrik A.-G., Köln.

willigst besorgt, glatte, weiche Gummischeiben zur Verfügung. Sie unterschieden sich sehr durch ihren Kautschukgehalt.

Sorte (Fabr.-Z.)	19 I	625	1002
Kautschukgehalt	35 %	50 %	90 %

Ein erster Versuch, bei dem zwei solche Gummischeiben gegeneinander zum Vergleich kamen, lieferte:

$$\lambda_{1002} = \lambda_{19\,I}\ 0{,}599.$$

Bei einem Parallelversuch waren dieselben Gummiplatten gegeneinander vertauscht. Es fand sich:

$$\lambda_{1002} = \lambda_{19\,I}\ 0{,}605.$$

Dieser geringe Unterschied (1 %) zeigte, daß die Messung durch die äußere Wärmeleitung am Rand der mittleren Kupferplatte nicht wesentlich gestört wurde. Dies bestätigten auch weitere Versuche mit Gummiplatten.

Der Einfluß der Randverdampfung einer Wasserlamelle konnte dadurch als gering erwiesen werden, daß zwei verschieden dicke Wasserschichten (2 mm und 1 mm) verglichen wurden. Bei einem Gegenversuch waren beide Wasserschichten gegeneinander vertauscht. Das Verhältnis der zu erwartenden Temperatursprünge $T_3 - T_2 / T_2 - T_1$ ließ sich bei diesen Versuchen vorausberechnen. Beide Versuche ergaben für dieses Verhältnis nur eine Abweichung von 0,5 % gegen den erwarteten Wert. Ein bedeutender Einfluß der Randverdampfung hätte sich bei der Unsymmetrie der Anordnung in bezug auf Lamellendicke und Temperatur bemerkbar machen müssen.

Nach diesen Vorarbeiten wurden zahlreiche Messungen vorgenommen, von denen hier zunächst solche an Gummiplatten und Transformatoröl angeführt seien. (Resultate siehe unten.)

Ferner wurden bei niedrigen Temperaturen Messungen an Gelatinelösungen gemacht, um den Einfluß der inneren Reibung auf die Wärmeleitfähigkeit einer Flüssigkeit zu studieren. Dieser Einfluß ergab sich, in Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen [7]), als sehr gering.

Dies Resultat läßt sich in folgender Weise verwerten. Vom meßtechnischen Standpunkte aus ist es erwünscht, die Temperatursprünge $(T_3 - T_2)$ und $(T_2 - T_1)$ in einigermaßen gleicher Größe zu erhalten. Wird als Normalsubstanz Wasser benutzt, und handelt es sich um die Messung an einem sehr schlechten Wärmeleiter, so sollte demnach die Wasserschicht gegenüber der zu messenden eine entsprechend gesteigerte Dicke erhalten. Man kann nun den Fehler, der durch Konvektion in einer dickeren Wasserschicht entstehen würde, durch geringe Gelatinezusätze (1—1,5 %) vermeiden. Als Leitfähigkeit der Gelatineschicht wird die von Wasser eingesetzt. Dieser Gedanke wurde in verschiedenen Versuchen an Gummiplatten durchgeführt und erwies sich als brauchbar. Abb. 4 zeigt die Vorrichtung, die eine dickere Schicht Gelatine aufzuschichten erlaubte.

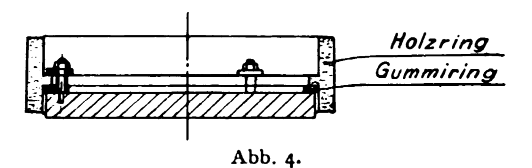


Abb. 4.

An weiterem Versuchsmaterial lagen vor Celluloidscheiben, von der Rheinisch-Westf. Sprengstoff-A.-G., Troisdorf, und Graphitscheiben, von der Dynamobürsten-Fabrik Ringsdorff, A.-G., Mehlem, liebenswürdig zur Verfügung gestellt Zur Erzielung eines sicheren Wärmekontaktes dieser Körper gegen die Kupferplatten hin wurden Filterscheiden (analytische Rundfilter) vollständig wasserdurchtränkt zwischen Substanz und Kupferplatte gebracht. Die Dicke der Filter konnte genügend genau bestimmt werden; es war natürlich die Zusammendrückung durch das Gewicht des Kupfers zu berücksichtigen; ferner wurde in besonderen Versuchen die Wärmeleitfähigkeit solcher feuchter Filterscheiden ermittelt; es ließ sich also der Temperatursprung, der in den zwischengelegten Scheiden auftrat, errechnen. Die Graphitscheiben wurden, entsprechend ihrer hohen Leitfähigkeit, in einer Dicke von etwa 1 cm gewählt. Um das Eindringen von Feuchtigkeit in die zahlreichen Poren der Graphitplatten zu verhindern, wurden diese auf ihrer Fläche mit Fett eingerieben; alles aufliegende Fett wurde sodann mit einem Wattebausch fortgewischt.

Die Messungen ergaben die in folgender Tabelle enthaltenen Werte. Die Mitteilung beider Resultate der Doppelversuche (fast alle Messungen wurden als Doppelversuche durchgeführt, derart, daß im zweiten Versuch das Versuchsobjekt und die Normalsubstanz gegeneinander vertauscht waren) erlaubt ein Urteil über die erreichte Genauigkeit.

Substanz	Vers. I	Vers. II	Mittel	Zugeh Temp
Gummi 35 %	$0{,}0_3552$	$0{,}0_3545$	$0{,}0_3549$	7,5°
„ 50 %	—	—	$0{,}0_3477$	7,5
„ 90 %	—	—	$0{,}0_3531$	7,5
Transformatoröl	$0{,}0_3316$	$0{,}0_3305$	$0{,}0_3310$	5°
Gelatinelösung 1 %	$0{,}0_2131$	$0{,}0_2135$	$0{,}0_2133$	2
„ 1 %	$0{,}0_2130$	$0{,}0_2136$	$0{,}0_2133$	2
Gummi 90 % geg. 12 mm Gel. (1 %) verglichen	—	—	$0{,}0_33305$	—
Filterscheiben, wassergetränkt	$0{,}0_21010$	$0{,}0_21019$	$0{,}0_21015$	2
Zelluloid, Zus. unbek.	$0{,}0_3524$	$0{,}0_3504$	$0{,}0_3514$	8
Graphit I, Zusätze unbek.	0,0163	0,0168	0,0165	8
Graphit II	0,0179	0,0183	0,0181	1

7) R. Wachsmuth, Wied. Ann. **48** (1893), 158.

Die Versuche wurden sämtlich im Raum für konstante Temperatur des hiesigen Instituts ausgeführt und zwar auf Anregung von Prof. Konen. Über absolute Messungen mit Schutzring soll später berichtet werden.

(Eingegangen am 25. März 1924.)

Objektive Klangaufzeichnung mittels des Kondensatormikrophones.[1])

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium in Siemensstadt.)

Von F. Trendelenburg.

(Mit 2 Tafeln.)

Die Entwicklung der Fernsprechtechnik seit Einführung der Verstärkerröhren gestattet, die Forderungen, welche an die Sprachübermittlung gestellt werden, schärfer zu fassen. Hatte man früher aus Gründen der Energieersparnis auf Reinheit der Klangfarbe verzichten müssen und sich im wesentlichen darauf beschränken müssen, die Sprache einigermaßen verständlich, in einer auf die technischen Verhältnisse zugeschnittenen Klangfarbe wiederzugeben, so kann man jetzt die Ansprüche an die Fernsprechtechnik erheblich erweitern: man kann verlangen, daß die natürlichen Klänge in ihrer ganzen persönlichen Feinheit übertragen und reproduziert werden. Fragen wir uns, wie die Übertragungsanlagen und die Wiedergabeapparate zu konstruieren sind, um einer derart erweiterten Forderung zu genügen, so müssen wir zunächst den physikalischen Inhalt der natürlichen Klänge, welche mit den Mitteln der Technik in die Ferne geleitet und künstlich nachgebildet werden sollen, restlos erfassen.

Ich werde im folgenden eine Methode beschreiben, mit deren Hilfe wir das physikalische Bild eines Klanges objektiv aufzeichnen können. Wir werden objektiven Aufschluß über die feinste, die persönliche Klangfarbe bedingende Struktur der Klänge gewinnen. Wir werden auf Grund der erhaltenen Resultate diejenigen Bedingungen aufstellen können, denen wir die technischen Anordnungen unterwerfen müssen, um eine getreue Lautwiedergabe zu erzielen.

Die Methode kann uns durch Vergleich des physikalischen Bildes des natürlichen Klanges mit dem des durch den Wiederabgabeapparat erzeugten künstlichen Klanges ein objektives Urteil über die Klangwiedergabe liefern.

1. Das physikalische Bild eines Klanges und die Methoden der experimentellen Klangforschung.

Als das physikalische Bild eines Klanges wollen wir hier diejenige Funktion definieren, welche den Verlauf des Druckes an einer Stelle des Schallfeldes in Abhängigkeit von der Zeit darstellt. Diese Funktion läßt sich bekanntlich für periodische Vorgänge, und diese wollen wir hier zunächst betrachten, nach Fourier darstellen:

$$P = P_0 + \sum_1^n P_n \sin(n\,\omega\,t + \varphi\,n) \qquad (1)$$

Die Koeffizienten der Glieder dieser Reihe sind die Druckamplituden jedes Teiltones, aus ihnen läßt sich nach einer bekannten von Lord Rayleigh aufgestellten Beziehung die physikalische Schallintensität S bestimmen zu

$$S = \frac{P_n^2}{2\,\varrho \cdot u},$$

wobei u die Schallgeschwindigkeit und ϱ die Luftdichte ist. Es ist also aus dem Ansatz 1 der Klang in seiner physikalischen Wirkung eindeutig definiert.

Wir wollen uns nun einen kurzen Überblick über die bislang verwendeten Methoden der Klangforschung verschaffen, um diese meinem Verfahren kritisch gegenüberstellen zu können.

Die experimentelle Klangforschung beschreitet im allgemeinen einen der drei folgenden Wege:

1. Verwendung von Resonatoren, mit deren Hilfe das Ohr das mehr oder minder starke Auftreten eines Teiltones subjektiv wahrnehmen kann.

2. Subjektive Beobachtung der Veränderungen, welche die Klangfarbe bei Auslöschung bestimmter Teiltöne mittels geeigneter Interferenzsysteme erfährt.

Als hervorragende Vertreter dieser beiden Richtungen seien Helmholtz[2]) und Stumpf[3]) genannt, auf deren Forschungsergebnisse ich bei Besprechung der eigenen Untersuchungen kommen werde.

3. Objektive Aufzeichnung des Klangbildes. Hier ist zunächst die Gruppe von Arbeiten zu nennen, in welchen eine geeignete Membran in das Schallfeld gebracht wird, die erzwungenen Schwingungen dieser Membran werden dann auf berußter Glasplatte, auf der Walze eines Phonographen, oder mit Spiegelchen und Lichtzeiger

[1]) Zusammenfassender Bericht über die gleichnamige, im 2. Heft des III. Bandes der Wissenschaftlichen Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern zur Veröffentlichung gelangende Originalarbeit. Über die Arbeit wurde in der Sitzung der deutschen Gesellschaft für technische Physik am 22. II. 1924 vorgetragen (vgl. den Nachtrag).

[2]) H. v. Helmholtz, Tonempfindungen.

[3]) C. Stumpf, Struktur der Vokale. Sitzungsberichte der Preußischen Akademie der Wissenschaften, XVII, 1918.

registriert (Hensen[4]), Wendeler[5]), Pipping[6]), Hermann[7])). Alle diese Arbeiten lieferten jedoch nur ein unvollkommenes Klangbild, da die im Sprachgebiet liegenden Selektivitäten des verwendeten Membransystems kurvenverzerrend wirken. Es gelang nämlich bei diesen Methoden nicht, die Eigenschwingung der Membran über das Sprachgebiet hinausheben, ohne die Empfindlichkeit so zu vermindern, daß eine Registrierung der schwachen Schallintensitäten, wie sie die menschliche Stimme zu liefern vermag, unmöglich wurde. Eine richtige Klangabbildung mittels einer Membran kann aber nur dann erfolgen, wenn die tiefste Eigenfrequenz oberhalb des höchsten aufzuzeichnenden Teiltones liegt. Die Richtigkeit dieser Forderung ist wohl durch Hinweis auf die analogen Vorgänge bei Aufzeichnung einer Wechselstromkurve mittels des Oszyllographen ohne weiteres klar — besonders auf die Klangaufnahmen zugeschnittene Betrachtungen über diesen Punkt finden sich in Arbeiten von Hermann[8]), O. Frank[9]) und Broemser.[10])

Verhältnismäßig günstige Resultate erzielten Weiss[11]) und namentlich Garten[12]), welche als Schallempfänger Seifenblasen verwendeten. Doch ist auch hier die Forderung der hohen Eigenfrequenz nicht genügend erfüllt, um die feinere Struktur der Klänge erfassen zu können.

Von Garten stammt auch eine andere objektive Methode.[13]) Er schaltet in den Schallweg zwischen Schallquelle und Schallschreiber einen Resonator ein, welcher innerhalb kurzer Zeit seine Abstimmung zwischen etwa 100 sec^{-1} und 1000 sec^{-1} stetig ändert. Trifft auf den Resonator der Klang, z. B. eines gesungenen Vokales, und fällt dieser nach Passieren des Resonators auf den Schallschreiber, so wird innerhalb der Zeit, in welcher der Resonator seine Abstimmung ändert, die jeder Abstimmung entsprechende Schwingungsamplitude aufgezeichnet. Das so erhaltene Diagramm zeigt also die Intensitätsverteilung des Klanges in Abhängigkeit von der Frequenz, und kann zur Klanganalyse verwendet werden. Das Verfahren leidet unter dem Nachteil, daß man nur Teilschwingungen bis etwa 1000 sec^{-1} erfassen kann, diese Grenze liegt, wie ich zeigen werde, für die feinere Struktur viel zu niedrig.

Die bisher beschriebenen Anordnungen sind in ihrer Auflösungsfähigkeit und der Treue ihrer Wiedergabe durch die Eigenschwingung des Empfangssystems beschränkt, ich möchte hier noch eine Methode erwähnen, welche Raps[14]) entwickelt hat, er verwendet die Interferenzerscheinungen zweier Lichtstrahlen, von denen der eine unmittelbar läuft, der andere jedoch eine vom Schalldruck in ihren optischen Eigenschaften beeinflußte Bahn durchschreiten muß. Er kann dann die Klangbilder aus den Interferenzbildern dieser Strahlen gewinnen. Die Methode ist aber zu unempfindlich, um feinere Aufschlüsse zu ermöglichen. Eine andere Methode, welche theoretisch ebenfalls frei von störenden Eigenschwingungen ist, beschreibt K. Gehlhoff.[15]) Er läßt kleine Öltröpfchen von einer Düse herabsinken. Die Bahn der Öltröpfchen wird durch die Schallschwingungen beeinflußt, sie wird im Mikroskop photographiert. Die von Gehlhoff aufgenommenen Klangbilder zeigen keine feinere Struktur, die Tröpfchen sind zu träge, um die schnellsten Schwingungen mitzumachen.

Es liegt nahe, zur Klangaufzeichnung Effekte zu verwenden, welche es gestatten, die akustischen Schwingungen in elektrische Wechselströme umzusetzen und das Bild dieser Ströme im Oszillographen zu untersuchen. In ähnlicher Weise nahm z. B. schon Hermann[16]) Klangbilder mittels eines Kohlenkörnermikrophones auf; er fand die mit seinen beiden anderen Methoden gewonnenen charakteristischen Eigenschaften der Klänge im allgemeinen erneut bestätigt, aber die durch die Eigenschwingung der Membran und durch die

---

[4]) V. Hensen, Über die Schrift von Schallbewegungen. Zeitschr. für Biologie 1887, S. 291.

[5]) P. Wendeler, Ein Versuch, die Schallbewegung einiger Konsonanten und anderer Geräusche mit dem Hensenschen Sprachzeichner graphisch darzustellen. Kieler Dissertation 1886, Verlag von R. Oldenburg, München.

[6]) H. Pipping, Zur Klangfarbe der gesungenen Vokale. Zeitschr. für Biologie, **27** (1890), 1. Nachtrag zur Klangfarbe der gesungenen Vokale, Zeitschr. für Biologie, **27** (1890), 433. Zur Lehre von den Vokalklängen, Zeitschr. für Biologie, **31** (1895), 524. E. Lindelöff u. H. Pipping, Über die Berechnung der Beobachtungsfehler bei der Ausmessung von Klangkurven, Arch. f. d. ges. Physiologie **85** (1901), 59.

[7]) L. Hermann, Phonophotographische Untersuchungen 1—6, Arch. f. d. ges. Physiologie, **45** (1889), 282; **47** (1890), 42, 44 u. 347; **53** (1892), 1; **58** (1894), 255 u. 264.

[8]) L. Hermann, Die theoretischen Grundlagen für die Registrierung akustischer Schwingungen, Arch. f. d. ges. Physiologie, **150** (1913), 92.

[9]) O. Frank, Die Membran als Registriersystem, Zeitschr. für Biologie, **60** (1913), 358.

[10]) P. H. Broemser, Die Bedeutung der Lehre von den erzwungenen Schwingungen in der Physiologie, Habilitationsschrift München 1918, Verlag von Kastner u. Kalwey.

[11]) O. Weiss, Die photographische Registrierung der geflüsterten Vokale und der Konsonanten s und sch. Physiolog. Zentralblatt **21** (1907).

[12]) S Garten, Ein Schallschreiber mit sehr kleiner Seifenmembran, Annalen der Physik, **48** (1915) 273.

[13]) S. Garten, Beiträge zur Vokallehre, Abhandlungen der mathematisch-physik. Klasse der Sächsischen Akademie der Wissenschaften, Bd. VII, VIII, IX, Leipzig (1921).

[14]) A. Raps, Über Luftschwingungen, Wiedemanns Annalen **50** (1893), 193.

[15]) H. Gehlhoff, Über die Aufnahme von Schallkurven ohne Membran. Zeitschr. f Phys. **3** (1920), 330.

[16]) L. Hermann, Neue Beiträge zur Lehre von den Vokalen und ihrer Entstehung, Arch. f. d. ges. Physiologie **141** (1911).

Schwellenwertseigenschaften des Mikrophones bedingten Fehler beeinträchtigen bei diesen Versuchen besonders die Treue der Abbildung.

Wir kennen elektrische Schallempfänger, deren Eigenresonanz weit oberhalb des Sprachgebietes liegt, z. B. das Kondensatormikrophon nach Wente[17]), wir kennen auch resonanzfreie Aufnahmeapparate, z. B. das Thermomikrophon (die Umkehrung des Thermophoneffektes) oder eine Ionisierungsstrecke, welche durch den auftreffenden Schall in ihrer Leitfähigkeit beeinflußt wird, alle diese Anordnungen sind aber zu unempfindlich, um ohne Niederfrequenzverstärkung die zum Aussteuern einer hoch abgestimmten Oszillographenschleife benötigte Leistung aufzubringen. Die störenden Eigenschaften der Niederfrequenzverstärkung und namentlich der Niederfrequenztransformatoren sind bekannt — man muß die Niederfrequenzverstärkung umgehen, wenn man objektiv einwandfreie Resultate erzielen will. Ich habe aus diesem Grunde zur Klangaufzeichnung eine Anordnung gewählt, welche die Niederfrequenzverstärker und die Niederfrequenztransformatoren völlig vermeidet, ich habe die akustischen Schwingungen einer Hochfrequenzwelle in Form von Frequenzmodulationen aufgeprägt, diese Frequenzmodulationen mit Hilfe einer Schwebungsmethode vergrößert und mittels einer Hochfrequenzverstärkerschaltung zum Steuern eines Oszillographen benutzt.

2. Die Aufnahmevorrichtung.

Zum Hervorbringen der Frequenzmodulationen verwendete ich ein Kondensatormikrophon[18])(Abb. 1), das aber von dem oben erwähnten Kondensatormikrophon nach Wente in seiner Bauart und seiner Verwendungsweise völlig abweicht. Das von mir benutzte Kondensatormikrophon ergab subjektiv vorzügliche Klangreinheit. Das Grundprinzip seiner Konstruktion ist folgendes:

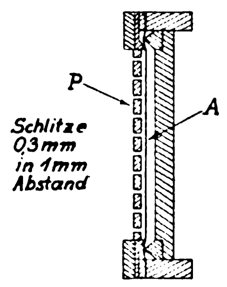


Abb. 1. Kondensatormikrophon nach H. Riegger.

Eine Aluminiumfolie A von etwa 0,5 μ Stärke wird zwischen zwei sehr dünnen Seidenmembranen in $^1/_{10}$ mm Abstand von einer mit Schlitzen versehenen Metallplatte P gehalten, 2 mm hinter der Folie ist eine starre Rückwand, welche den Empfänger abschließt. Trifft durch die Schlitze der Platte Schall auf die Folie, so folgt diese den Schallschwingungen. Die Amplitude der Metallfolie ist — wie ich später ausführlich zeigen werde — im Sprachgebiet proportional der Druckamplitude P des auftreffenden Schalles. Man benutzt nun A als die eine Belegung eines Plattenkondensators, P als die andere. Schaltet man das kapazitive Mikrophon als Kondensator in einen Hochfrequenzsendekreis, so wird sich die Wellenlänge der ausgesandten Hochfrequenzschwingung mit der Größe der Kapazität ändern, und damit Modulationen durch den auf das kapazitive Mikrophon fallenden Schall aufweisen.

Die Aufgabe ist nun, diese niederfrequenten Modulationen der Hochfrequenzwelle nachzuweisen und in der Kurvenform dieser Modulationen einen Oszillographen oder ein ähnliches registrierendes Meßinstrument ohne Anwendung der grundsätzlich abzulehnenden Niederfrequenzverstärker und Niederfrequenztransformatoren zu steuern.

Zur Lösung der Aufgabe habe ich folgenden Weg eingeschlagen:

3. Prinzip der Verstärkerschaltung.

Zwei Senderohrkreise A und B (Abb. 2) von möglichst kurzer Wellenlänge (etwa 50 m) sind so gegeneinander verstimmt, daß ihre Schwebungswelle weit oberhalb des akustischen Bereiches im Hochfrequenzgebiet liegt (Frequenz 60000 sec^{-1}).

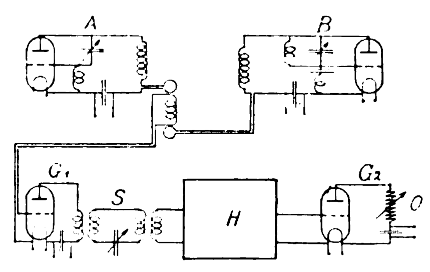


Abb. 2. Die Verstärkerschaltung.

Die von A und B in der Spule C erregten Schwebungen werden von dem Gleichrichter G_1 gleichgerichtet, die Schwebungswelle selbst wird vom Schwingungskreis S herausgesiebt und dem Hochfrequenzverstärker H zugeführt. Nach genügender Verstärkung wird sie im Gleichrichter G_2, in dessen Anodenkreis der Oszillograph O liegt, gleichgerichtet.

Man stimmt den Schwingungskreis S so ab, daß man sich auf halber Höhe der Resonanzkurve befindet.

---

[17]) E. C. Wente, Condenser transmitter as a uniformly sensitive instrument for the absolute measurment of sound intensity, Phys. Rev. **10** (1917), 39; vgl. auch J. B. Crandall, Phys. Rev. **11** (1918).

[18]) Das Kondensatormikrophon wurde von H. Riegger im Forschungslaboratorium konstruiert und entwickelt.

Treffen nun Schallwellen auf das kapazitive Mikrophon in *B*, so wird die Frequenz der Ausgangsschwingung und damit entsprechend stärker die Frequenz der Schwebungen zwischen *A* und *B* moduliert.

Einer Frequenzänderung der Schwebungsfrequenz ω (Abb. 3) um den Betrag $\Delta\omega$ entspricht eine Änderung des Stromes i im Resonanzkreis *S*, um den Betrag Δi. Läßt man den im Resonanzkreis fließenden Strom $i + \Delta i$ — wobei Δi den den Sprachmodulationen in der beschriebenen

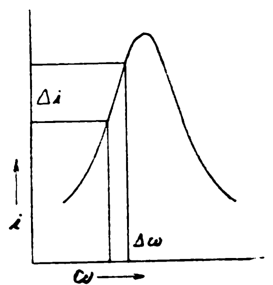


Abb. 3. Methode der halben Resonanzkurve.

Weise folgt — auf den Hochfrequenzverstärker *H* wirken, und richtet am Ausgang erneut gleich, so erhält man hochfrequente Gleichstrompulsationen, deren Amplitude in der Kurve des auftreffenden Schalles moduliert ist.

Die hochfrequenten Gleichstrompulsationen im Anodenkreis des Gleichrichters G_2 werden durch den Oszillograph geleitet. Die Oszillographenschleife folgt wegen ihrer Trägheit nicht der hohen Frequenz der Schwebungswellen (60000 $\sec^{-1}$); im Oszillogramm wird nur die Sprachfrequenzmodulation abgebildet.

Diese graphische Aufzeichnung der Sprachmodulation ist ein kurvengetreues Abbild des zeitlichen Verlaufes des Schalldruckes. Entwickeln wir diese Funktion in eine Fourier-Reihe (vgl. Gl. 1), so werden die Koeffizienten der innerhalb des Sprachgebietes liegenden Harmonischen im Oszillogramm in derselben relativen Amplitude zu der Amplitude des Grundtones wiedergegeben, wie im ursprünglichen „Klangbild". Auch die Phasenwinkel, welche übrigens für die Klangforschung belanglos sind — bleiben hinreichend gewahrt.

Im folgenden soll die Frage der kurvengetreuen Abbildung für die einzelnen Teile der Anordnung nachgewiesen werden.

4. Kurvengetreue Abbildung.

Der Vorgang bei der Schallaufnahme, insbesondere die Abhängigkeit der Amplitude des Kondensatormikrophons von den Schallfeldfunktionen läßt sich in folgender Weise theoretisch erfassen:

Die Bewegungsgleichung der Membran wird durch den Ausdruck dargestellt:

$$M\frac{d^2x}{dt^2} + R\frac{dx}{dt} + \frac{1}{C}x = K. \qquad (2)$$

Die Koeffizienten der Gleichung sind folgende:

Die gesamte schwingende Masse M

$$M = M_m + M_s \qquad (2a)$$

wobei M_m die Masse des Membransystemes und M_s die mitschwingende Luftmasse ist.

M_m beträgt bei dem kapazitiven Mikrophon 0,073 g.

M_s berechnet sich nach der Formel

$$M_s = \frac{8r^3\varrho}{3\sqrt{2}} = 0{,}038\ \text{g},$$

r ist der Membranradius, ϱ die Dichte der Luft,

hieraus folgt $M = 0{,}111$ g.

Das Dämpfungsglied R ist

$$R = R_s + R_r, \qquad (2b)$$

wobei R_s der Strahlungswiderstand und R_r der Reibungswiderstand ist.

Der erstere beträgt

$$R_s = \frac{\pi^3 \cdot u\,\varrho \cdot r^4}{\lambda_0^2}, \qquad (2c)$$

hierbei ist λ_0 die Wellenlänge der Eigenfrequenz ω_0 in Luft.

Das zweite Glied R_r werden wir für Betrachtung der Eigenfrequenz vernachlässigen, er spielt eine untergeordnete Rolle.

Die rückwirkende Kraft $1/C$ setzt sich aus der Eigenspannung der Membran und den von der Kompression des Luftpolsters, welches zwischen der Folie und der starren Rückwand liegt, herrührenden Kräften additiv zusammen. Wir können — wie ich später zeigen werde — die Eigenspannung der Membran gegenüber diesen äußeren Direktionskräften vernachlässigen und $1/C$ wie folgt berechnen.

Nehmen wir an, daß die Zustandsänderungen des Volumens v_0 adiabatisch erfolgen, so ist

$$p \cdot v^{\varkappa} = p_0 v_0^{\varkappa} \qquad \varkappa = \frac{c_p}{c_v} = 1{,}4. \qquad (3)$$

Aus dieser Beziehung läßt sich unter der Voraussetzung, daß die Membran wie eine Kolbenmembran arbeitet (und dies ist bei den geringen Amplituden und der zu vernachlässigenden Eigenspannung sicher der Fall) die rückwirkende Kraft berechnen, welche von dem hinter dem Membransystem liegenden Luftpolster herrührt.

Es ergibt sich die rückwirkende Kraft pro Längeneinheit

$$\frac{1}{C} = -\frac{\varkappa F^2 p_0}{v_0}$$

Setzt man die Daten des kapazitiven Mikrophones ein

$$F = 19{,}6 \text{ cm}^2$$
$$v_0 = 3{,}92 \text{ cm}^3$$
$$p_0 = \text{Atm.},$$

so erhalt man

$$1/C = 1{,}39 \times 10^8.$$

Aus den Koeffizienten M und $1/C$ läßt sich nun die Eigenfrequenz des Systemes berechnen zu:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{C \cdot M}} = 3{,}6 \times 10^4$$

$$n_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = 5750 \text{ sec}^{-1},$$

Hieraus folgt die Wellenlänge $\lambda_0 = 5{,}8$ cm und nach Einsetzen dieses Wertes in (2c) R_s zu $1{,}57 \times 10^3$.

Aus der bekannten Beziehung

$$\mathfrak{d}_s = \frac{\pi R_s}{M \omega_0} \tag{4}$$

ergibt sich[19]) das Strahlungsdekrement $\vartheta_s = 1{,}23$.

Aus Gleichung (2) folgt als Amplitude der Membran

$$A_0 = \frac{K_0}{M} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\mathfrak{d}^2\omega^2}}$$

oder außerhalb der Resonanz

$$A_0 = \frac{K_0}{M(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

oder wenn ich $\dfrac{\omega}{\omega_0} = n$ setze

$$A_0 = \frac{K_0}{M\omega_0^2(1 - n^2)}$$

und für $n \ll 1$

$$A_0 = \frac{K_0}{M\omega_0^2} = \frac{F \cdot Pn}{M \cdot \omega_0^2}. \tag{5}$$

Nach den bisherigen Betrachtungen steht fest, daß die Membramamplitude bis etwa 5000 sec^{-1}, also bis zur oberen Grenze des Sprachgebietes, der Amplitude der Druckschwankungen des auftreffenden Schalles proportional ist.

Die zusätzlichen Direktionskräfte, welche von dem Luftvolumen zwischen der Folie und der geschlitzten Platte herrühren, sind für einen Abstand von $^1/_{10}$ mm noch zu vernachlässigen. Ihr Einfluß wird erst bei weiterer Verringerung des Abstandes Folie—Platte bemerkbar.

[19]) Die Berechnung der Dämpfung ist ein Überschlag, Gleichung (2c) gilt für die sehr kurzen Wellen ($\lambda_0 = 5{,}8$ cm) nur näherungsweise.

Es handelt sich hier nur darum, eine untere Grenze für die Dämpfung nachzuweisen, die zusätzliche Dämpfung durch Reibung — und besonders auch durch Wirbelbildung an den Luftschlitzen ist sehr groß, die Dämpfung wird aperiodisch, die Eigenschwingung machte sich nirgends störend bemerkbar.

Man kann zusammenfassend sagen, daß die Eigenfrequenz weit oberhalb des Sprachgebietes liegt und daher die Gleichung (4) ohne Einschränkung gilt.

Ich will hier noch eine kurze Gegenüberstellung mit dem Kondensatormikrophon nach Wente einfügen.

Wente verwendet eine starkgespannte Stahlmembran (0,007 cm stark, Fläche 15 cm^2, Gewicht dementsprechend 0,8 g). Diese Stahlmembran besitzt im freien Raum eine Eigenfrequenz von 6500 sec^{-1}, durch Anbringung eines Luftpolsters gelingt es, sie bis etwa 20000 sec^{-1} heraufzusetzen.

Das schwingende System des Kondensatormikrophones nach Riegger hat eine Masse von nur 0,1 g, bei gleicher Abstimmung beider Mikrophone wäre demnach die Dämpfung des schwingenden Systems in der Konstruktion von Wente gemäß Gleichung (4) achtmal so klein als in der Konstruktion von Riegger. Diese schwache Dämpfung zwingt, die Eigenfrequenz des Kondensatormikrophons von Wente bis weit oberhalb des Sprachgebietes hinauf zu verlegen, da sonst bei Annäherung an die Eigenfrequenz die Schwingungsamplitude beträchtlich aufgeschaukelt wird. Dieses Heraufsetzen der Eigenfrequenz ist aber notwendigerweise mit einem Herabsetzen der Empfindlichkeit verknüpft, dies macht sich um so störender bemerkbar, als die Empfindlichkeit bereits die gleicher Abstimmung für die Frequenzen unterhalb der Resonanzlage wegen der größeren Masse für die Konstruktion nach Wente geringer wäre als für die Konstruktion nach Riegger.

Die größere Dämpfung des von mir benutzten Membransystems gestattet eine Annäherung an die obere Grenze des Sprachgebietes, ohne störende Abhängigkeit der Amplitude von der Frequenz zu ergeben. Die Änderung der Phase — welche sich bei stärkerer Dämpfung schon in größerem Abstand von der Eigenfrequenz bemerkbar macht — spielt für die Klangforschung keine Rolle.

Ich möchte hier noch darauf hinweisen, daß die zwischen den Seidenmembranen liegende Metallfolie keine Eigenspannung besitzt und daher auch nicht, wie bei Wente, durch radiale Zugspannungen beansprucht wird. Die Beanspruchung ist im Gegenteil eine reine Druckbeanspruchung. Man kann das schwingende System so auffassen, daß die gesamte Direktionskraft und der eine Teil der schwingenden Masse in dem Luftpolster sitzt, der zweite Teil der schwingenden Masse befindet sich in dem Membransystem. Die Folie ist gewissermaßen nur eine physikalische Verkörperung der Begrenzungsfläche — Luftpolster — freier Außenraum.

Der Beweis für die Richtigkeit dieser Anschauung liegt auch darin, daß die Folie Risse aufweisen kann, ohne in ihrer Eigenschaft als

Schallempfänger beeinträchtigt zu werden. Das Klangbild einer zerrissenen Folie bleibt einschließlich der kleinsten Struktur des aufgenommenen Klanges unverändert, die Luft hinter der Folie hat für die schnellen akustischen Schwingungszahlen keine Zeit, durch die Risse auszuweichen. Sie wirkt unverändert als Luftpolster — der geringe Einfluß, der unmittelbar unter dem Riß liegenden Luftstrecke ist nicht bemerkbar. Für stationären Druckausgleich ist das System auch ohne Risse völlig luftdurchlässig.

Wie bildet sich nun die Kurvenform der Membranbewegung in unserem Oszillographen ab?

Die Sprachfrequenzmodulation der 50 m-Welle erfolgt kurvengetreu, da die Änderungen der Kapazität des Kondensatormikrophons klein sind gegen die mittlere Kapazität der Anordnung (100 cm) und die benutzte Hochfrequenzwelle eine sekundliche Schwingungszahl von 6×10^6 besitzt, während die höchste in Betracht kommende Modulationsfrequenz weniger als $^1/_{1000}$ hiervon, nämlich etwa 5×10^3, beträgt.

Aus der kurvengetreuen Modulation der Ausgangswelle folgt ohne weiteres die ebenfalls kurvengetreue Modulation der Schwebungswelle, welche auf den Resonanzkreis S wirkt. Der Strom in diesem Resonanzkreis soll nun in seiner Amplitude ohne Verzerrung den Wellenlängenmodulationen folgen. Dies ist nur dann der Fall, wenn man einerseits mit der Frequenzmodulation in so engen Grenzen bleibt, daß der geradlinige Teil der Resonanzkurve nicht überschritten wird und andererseits für genügende Dämpfung sorgt, damit die Stromamplitude ohne Verzerrung auch den höchsten akustischen Frequenzen folgen kann. Für meine Versuchsanordnung betrug das Dekrement des Resonanzkreises 0,52. Die Frequenz der Schwebungswelle war rund 60000 sec^{-1}, also etwa das zwölffache der höchsten in Betracht kommenden Modulationsfrequenz. Bei einem Dekrement von 0,52 ist aber die Amplitude bereits nach etwa fünf Schwingungen auf den zehnten Teil gesunken, so daß auch hier keine merkbare Kurvenverzerrung auftritt.[20])

Die durch Einschaltung des Resonanzkreises in ihrer Amplitude modulierte Hochfrequenzschwingung tritt nun in den Hochfrequenzverstärker ein, dieser ist aperiodisch und kann daher keinen Einfluß auf die Kurvenform der Niederfrequenz ausüben. Am Ausgang des Verstärkers liegt der Detektor. Man muß den mittleren Arbeitspunkt so wählen, daß man bei dem Auf- und Abwandern auf der Resonanzkurve stets innerhalb des linearen Teiles der Detektorcharakteristik bleibt. Das Zusammenwirken der genannten Eigenschaften des Detektors mit denen des Resonanzkreises zeigt Abb. 4, die aufgenommene Kurve ist zwischen $n = 61000$ und $n = 57500$ einerseits und 56500 und 51500 andererseits nahezu geradlinig, eignet sich also für die Verwendung einer Schwebungswelle einer mittleren Schwingungszahl von 59000 sec^{-1} bzw. 54000 sec^{-1}.

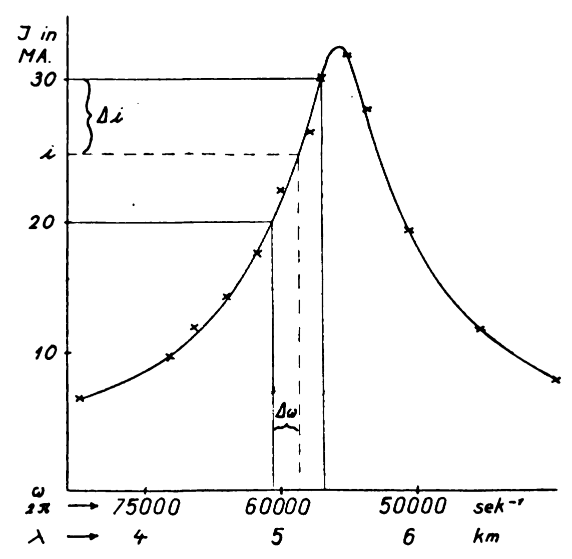


Abb. 4. Die Detektorcharakteristik.

Die Eigenfrequenzen (in Luft) der zu den Aufzeichnungen benutzten Oszillographenschleifen lagen bei 7000 sec^{-1}; die Systeme waren jedoch ölgedämpft, die Schleifen sind im Gebiet bis etwa 4000 sec^{-1} von ausreichend gleicher Empfindlichkeit, die größte Abweichung für die hohen Frequenzen betrug etwa 10%; oberhalb 4000 beginnt die Empfindlichkeit nachzulassen.

Wir wollen nun die Frage erörtern, welche Membranamplitude einem bestimmten Ausschlag des Oszillographen entspricht. Aus Abb. 4 können wir die Abhängigkeit des Detektorstromes von der Frequenz der Schwebungswelle entnehmen.

Nehmen wir an, daß wir den ganzen geradlinigen Ast der Kurve (Abb. 4) zwischen $n_1 = 61500$ und $n_2 = 57500$ aussteuern. Dann ist

$$n_1 - n_2 = \Delta_n = 4000$$

gleich der doppelten Amplitude der Frequenzmodulation durch die akustische Welle. Unsere Ausgangswelle hatte eine Länge von etwa 50 m, also eine Frequenz von 6×10^6 sec^{-1}. Hierauf folgt die prozentuelle Verstimmung

$$\frac{\Delta n}{n} = 6{,}67 \times 10^{-4},$$

dieser Frequenzänderung entspricht eine prozentuelle Kapazitätsänderung um den doppelten Betrag

[20]) Ich habe zur Kontrolle eine größere Anzahl Aufnahmen mit einer Schwebungsfrequenz von etwa 100000 gemacht, das Kurvenbild war das gleiche wie bei 60000, die Empfindlichkeit aber selbstverständlich geringer.

$$\frac{\Delta C}{C} = 1{,}34 \times 10^{-3}.$$

Faßt man die Membran als Kolbenmembran auf, so entspricht dieser Kapazitätsänderung eine Verschiebung der Membran um 0,134 μ oder eine Schwingungsamplitude der Membran von 0,0667 μ.[21])

Man sieht, daß eine Amplitude der Metallfolie von weniger als $^1/_{10}\,\mu$ genügt, um die Resonanzkurve der Schwebungswelle auszusteuern. Dieser Amplitude entspricht eine Wechselstromamplitude von 5 Milliamp. im Oszillographen und einer Kurvenamplitude von etwa 11 mm auf dem photographischen Papier. Unter Berücksichtigung der eben durchgeführten Rechnung läßt sich mit Hilfe von Gleichung (5) die Amplitude des Schalldruckes P in absolutem Maß bestimmen.

5. Röhrentypen und einzelne Kunstgriffe der Schaltung.

Eine sorgfältige Sichtung des zur Verfügung stehenden Röhrenmaterials war notwendig, um die genaue Konstanz der beiden Ausgangswellen von je etwa 50 m Wellenlänge sicherzustellen. Zunächst wurden — die wegen der geringen Anodenspannung günstig erscheinenden — 110er Rohre mit Raumladenetz verwendet. Diese erwiesen sich jedoch als unzulänglich, da der dünne Heizfaden sehr kleine Wärmekapazität besitzt, und damit bei geringen Schwankungen der Heizstromstärke momentan beträchtliche Temperaturschwankungen auftreten. Diese Temperaturschwankungen bewirken Emissionsänderungen und damit Änderungen der Eigenkapazität der Röhre.

Zwei mit 110er Rohren betriebene Schwingungskreise von je 100 m Wellenlänge wurden so verstimmt, daß ihre Schwebungswelle im niederfrequenten Gebiet lag. Die Schwebungswelle wurde direkt durch den Oszillographen geleitet.

Die Auswertung der Oszillogramme zeigte, daß innerhalb $^1/_{10}$ bis $^1/_4$ Sekunde Schwankungen der Eigenwelle um mehr als $1:10^4$ auftraten, die offenbar auf den mit der Temperatur schwankenden Emissionsstrom zurückzuführen waren.

Besser bereits eigneten sich R.S.V.-Rohre (dickere Heizfäden) aber wirklich einwandfrei arbeiteten nur die B O-Rohre, die dicke Oxydkathode besitzt beträchtliche Wärmekapazität, die Emissionscharakteristik hat bei der Arbeitstemperatur einen flacheren Verlauf, der Emissionsstrom schwankt daher bei Heizstromänderungen viel weniger, die Eigenkapazität ist konstant.

Die Schwebungswelle zweier Ausgangswellen von je 50 m Länge wurde oszillographisch registriert. Ein länger ausgedehnter Versuch ergab:

um	9^{58}	1430	Schwebungen	$\sec^{-1}$
„	10^{00}	1320	„	„
„	10^{10}	1440	„	„
„	10^{14}	1300	„	„

Die momentanen Schwankungen, die bei den 110er Rohren beobachtet wurden, treten bei diesen Rohren in keinem Falle auf, die Oszillogramme zeigen einen völlig gleichmäßigen Kurvenverlauf. Die größte Abweichung liegt bei $1:4 \times 10^4$ und bleibt für die Zeitdauer einer Aufnahme unterhalb $1:10^6$.

Als Gleichrichter G_1 wird ein R-Rohr verwendet, dieselbe Röhrentype ist in den Zweiröhrenhochfrequenzverstärker H eingebaut. Das zweite Rohr des Verstärkers arbeitet auf ein Aggregat von 8 parallel geschalteten B O-Rohren[22]), mit 500 Volt Anodenspannung. So gelingt es, ohne Niederfrequenzverstärkung und ohne Niederfrequenztransformator, die zum Steuern der Oszillographenschleife notwendige Wechselstromamplitude von 5 Milliamp. aufzubringen.

Der Einwurf liegt nahe, daß man auch mit weniger Rohren auskommen kann, da bereits in den beiden durch B O-Rohre gespeisten Ausgangskreisen beträchtliche Energien schwingen. Demgegenüber ist zu bemerken, daß dieser Röhrenersparnis zwei Gründe entgegentreten, nämlich erstens die sehr lose Koppelung der Kreise A und B mit der Spule C und zweitens die beträchtliche Dämpfung des Resonanzkreises S.

Koppelt man A und B mit dem Detektor G_1 zu fest, so erlöschen die Schwebungen. Der eine Kreis zieht den anderen zu genau gleicher Schwingungszahl mit.

Wählt man die Dämpfung des Kreises S geringer, um hierdurch zu größeren Spannungen aufzuschaukeln, so bleibt — wie oben ausgeführt — die kurvengetreue Abbildung nicht gewahrt.

Man könnte daran denken, von einer Ausgangswelle hoher Frequenz unmittelbar auf einen Resonanzkreis zu wirken und das Schwebungsverfahren wegzulassen. Die Ausführung stößt jedoch auf große Schwierigkeiten, da sich einerseits die Verwendung eines Senders mit einer Wellenlänge unter etwa 300 m wegen der kaum möglichen Verstärkung solch kurzer Wellen bis zu der zum Aussteuern des Detektors benötigten Spannung verbietet, andererseits zur Erreichung gleicher Empfindlichkeit geringere Dämpfung nötig wäre, welche kurvenverzerrend wirkt.

Auf eine Schwierigkeit soll noch hingewiesen werden. Führte man den beiden Belegen des Kondensatormikrophons unmittelbar die Anoden-

[21]) Bei dieser Berechnung wurde die Eigenkapazität der Röhren und der Zuleitungen vernachlässigt, der hierdurch bedingte Fehler beträgt aber nur wenige Prozent.

[22]) In Abb. 2 ist zur Vereinfachung nur eines dieser acht Rohre gezeichnet.



gleichspannung von 100 Volt zu, so kam es zu häufigen Durchschlägen der Seide und zu Verbrennungen der Folie. Es wurde deshalb im Schwingungskreis *B* parallel zum Kondensatormikrophon eine Induktivität und in Serie eine große Kapazität gelegt, wie Abb. 2 es andeutet.

Sämtliche Elemente der Schaltung sind für sich in blechbeschlagenen Kästen eingebaut, um statische Einwirkungen zu verhindern, die Induktivitäten der Kreise *A* und *B* sind in Toroidform ausgeführt, um magnetische Streuung auszuschließen. Es ist aus jedem Kasten nur eine Windung zur Koppelung herausgeführt.

Bevor ich die aufgenommenen Klangbilder bespreche, muß ich zunächst noch kurz die Grundzüge der über die Vokalklänge aufgestellten Theorien skizzieren, da nur so ein Verständnis der Struktur der Klangbilder möglich ist.

6. Die Vokaltheorien.

Der Ausgangspunkt aller Theorien ist der folgende Satz, welcher bereits von Helmholtz aufgestellt wurde und allgemeine Gültigkeit besitzt: Jedem Vokalklang entspricht ein enger, für den betreffenden Vokal charakteristischer und in seiner Höhe absolut fester Tonbereich. Der in diesen Bereich fallenden Teilton der Klangentwicklung charakterisiert seinen Klang, er bewirkt, daß das menschliche Ohr den Klang als den betreffenden Vokal empfindet.

Erläutern wir diesen Satz an einem Beispiel:

Wir fordern von einem Sänger den Vokal A auf die Tonhöhe g (192 sec^{-1}), das Klangbild des von dem Sänger hervorgebrachten Vokales A wird dann den Ton 192 sec^{-1} als Grundton aufweisen, beherrschend wird jedoch der 4. Partialton gleich $4 \times 192 = 768 \text{ sec}^{-1}$ auftreten, dieser wird den Vokal zu einem A stempeln, denn das charakteristische Gebiet des A liegt zwischen etwa 650 und 800 sec^{-1}. In ähnlicher Weise wird uns der Vokal E auf der Tonhöhe g durch die 14. Oberschwingung charakterisiert, das betreffende Gebiet des E liegt nämlich etwa bei 2600 sec^{-1}.

Würden wir mit dem Grundton höher rücken, z. B. von dem Sänger ein g^1 fordern (384 sec^{-1}), so würde wieder der Grundton des Klangbildes der geforderten musikalischen Tonhöhe entsprechen. Im Falle des Vokales A würde jedoch jetzt nicht der 4. sondern der 2. Partialton überwiegend vertreten sein, im Falle des E würde der 7. und nicht der 14. verstärkt erscheinen, denn so ist die absolute Tonhöhe des charakteristischen Tones gewahrt. In ähnlicher Weise bestehen für alle Vokalklänge charakteristische Gebiete; ich werde dies später an einer Zusammenstellung zeigen.

Wie ist nun die Lehre von der absoluten Tonhöhe der Vokalklänge zu erklären?

Der Grund für diese Eigenschaften der Sprachklänge liegt in der physikalischen Wechselwirkung zwischen Kehlkopf und Mundhöhle. — Es gibt zwei Anschauungen, diese Vorgänge zu deuten. Die erste von Helmholtz aufgestellte Theorie lautet: Das Stimmband erzeugt einen Klang, dessen Grundton die musikalisch definierte Tonhöhe ist. Dieser Klang ist reich an Obertönen; die dem Kehlkopf vorgelagerte Mundhöhle greift diejenigen Obertöne verstärkt heraus, welche ihrer Eigenresonanz am nächsten liegen und gibt sie besonders kräftig an die Umgebung ab. Für jeden Vokal bildet man eine bestimmte Mundstellung und daher eine genau definierte Resonanzlage der Mundhöhle, der dieser Mundresonanz entsprechende Teiltonbereich charakterisiert dann den Vokal.

Die andere Anschauung stammt von Hermann. Er nimmt an, daß im Tempo des gesungenen Tones, des Kehltones, einzelne Luftstöße auf die Mundhöhle treffen und diese zu Eigenschwingungen anregen. Das Klangbild würde also einzelne Wellenzüge aufweisen, welche einander in der Periode des gesungenen Tones folgen und in der Eigenperiode der Mundhöhle abklingen. Den Eigenton der Mundhöhle nennt Hermann den Formanten. Wir wollen diesen Ausdruck allgemein für das charakteristische Gebiet eines Vokales gebrauchen.

Nun ergaben sämtliche bisher aufgenommenen Vokalbilder die genaue Periodizität der Kurven in der Periode des Grundtones. Die von mir aufgezeichneten Klangbilder bestätigen dies aufs neue, eine Periode ist der anderen selbst in ihrer feinsten Struktur völlig identisch. Wollten wir dies im Sinne Hermanns erklären, so müssen wir zu der Annahme der Stoßerregung noch die Annahme hinzunehmen, daß alle Stoßimpulse identisch gleich sind, und überdies genau periodisch wiederkehren. Dies würde aber gerade bedeuten, daß die Stöße als eine Fourierreihe streng darstellbar sind, für diese Fourierentwicklung könnten wir alsdann nach der Helmholtzschen Lehre verfahren, wir könnten die Differentialgleichung der erzwungenen Schwingung für die Mundhöhle als Resonanzsystem ansetzen und so das Klangbild des aus der Mundhöhle tretenden Klanges berechnen.

Man kann daher sagen: Die Helmholtzsche Anschauung ist richtig und allgemein gültig, Hermann macht für bestimmte Fälle außerdem die Annahme, daß der Kehlkopfklang einen impulsähnlichen Charakter aufweist, er ist hierdurch imstande, besondere Eigentümlichkeiten der Klangbilder, wie sie z. B. beim „A“ auftreten — abklingende Wellenzüge — zu deuten. Aus dem eben Gesagten folgt notwendigerweise: Unharmonische Teiltöne können in keinem Fall auftreten,

die erwähnten abklingenden Wellenzüge sind in Wirklichkeit nur das Abklingen der in dem ursprünglichen Kehlkopfklang bereits enthaltenen, dem Eigenton der Mundhöhle benachbarten und daher besonders verstärkten Teiltöne.

Ein Gegensatz zwischen der Theorie von Helmholtz und der von Hermann könnte nur dann bestehen, wenn die einzelnen Impulse nicht streng periodisch identisch wären, was aber — wie betont — wegen der Regelmäßigkeit aller Vokalkurven ausgeschlossen ist.

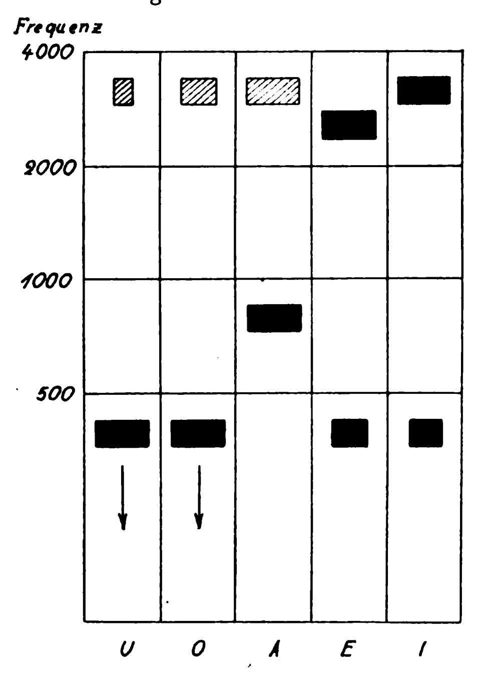


Abb. 5. Die Formanten der Hauptvokale.

Zu beiden Anschauungen bleibt aber noch zu bemerken, daß die physikalischen Vorgänge der Klangerzeugung in Wirklichkeit noch komplizierter sein müssen. Die erzwungene Schwingung eines einfachen Systems wird zur Deutung nicht ausreichen, man muß annehmen, daß die Vokale Schwingungen mehrerer, enggekoppelter Systeme (Kehlkopf — Rachen — Mundhöhle) sind.

Wir wollen uns jetzt einen Überblick über die Lage der Formanten der Hauptvokale der menschlichen Stimme verschaffen. Ich werde ein Bild bringen, welches sich im wesentlichen an eine Darstellung bei Stumpf anlehnt, ich möchte allerdings die Klänge durchweg auf die sekundliche Schwingungszahl und nicht auf die musikalische Tonhöhe beziehen, da diese Bezeichnungsart für die technischen Probleme übersichtlicher ist.

Die Betrachtung der Formantentabelle lehrt folgendes:

Der charakteristische Tonbereich der dumpfen Vokale U und O liegt am tiefsten. Er kann auch noch unter die Grenze von etwa 400 sec^{-1} nach unten verschoben sein, dies drücken die Pfeile aus. So wird z. B. ein reiner Sinuston, dessen Frequenz unterhalb 400 aber noch im akustischen Bereich liegt, als dumpfes U empfunden. O und U sind sehr ähnlich, im allgemeinen pflegt das U mit einem Teilton in Gegend 800 ein wenig aufgehellt zu sein, während das O noch weiter hinaufreicht und sogar noch bei 3000 einen beträchtlichen Zusatz enthält. Ich werde hierauf noch zu sprechen kommen.

Der Formantenbereich des A liegt zwischen etwa 650 und 800 sec^{-1} und tritt besonders stark hervor, die in diesen Bereich fallenden Teiltöne treten meist mit einer Amplitude auf, welche größer ist als die des Grundtones.

Die Vokale E und I weisen je zwei Formantenbereiche auf, der niedere liegt für beide ebenfalls bei 400 sec^{-1}, der höhere, besonders charakteristische, befindet sich für den Vokal E bei 2600, während er für das I im Gebiet von 3000—3500 liegt.

Die Formantengebiete sind individuell innerhalb enger Grenzen verschieden, für das Einzelindividuum aber völlig fest und charakteristisch.

Die eben beschriebene Formantlage wurde durch alle Forschungen seit Hermann bestätigt. Auch meine Aufnahmen gliedern sich in diesen Rahmen ein. Darüber hinaus fand ich hohe charakteristische Teiltöne für A, O und U in Gegend 3000 sec^{-1}, ich habe diese in der oben gebrachten Abb. 5 mit eingezeichnet und durch Schraffur gekennzeichnet. Dieser Zusatz ist für A besonders ausgesprochen, weniger für O und für U nur sehr schwach angedeutet. Ich habe diese Intensitätsverhältnisse durch die Breite der Rechtecke gekennzeichnet.

Wir werden uns jetzt hauptsächlich mit dieser Feinstruktur zu beschäftigen haben und wollen zu diesem Zweck die Klangbilder der einzelnen Vokale ausführlich diskutieren.

7. Allgemeine Bemerkungen zu den Klangaufnahmen.

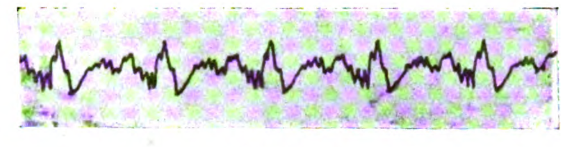
Die Schwierigkeiten der photographischen Aufnahme waren sehr bedeutend, wenn man Schwingungen bis zu 5000 sec^{-1} und von beträchtlicher Amplitude registriert, wird die Winkelgeschwindigkeit des Lichtzeigers außerordentlich groß. Die geringste Veränderung am Lichtbogen der Bogenlampe genügt, um die Aufnahme mißlingen zu lassen. Die Oszillogramme wurden auf höchst empfindlichen Film gezeichnet, die Geschwindigkeit des Filmstreifens betrug drei bis vier m/sec.

Ich werde hier nur den kleinen Teil der Aufnahmen reproduzieren, welche sich auf Grund ihrer

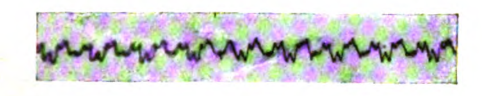
Klangbilder nach F. Trendelenburg[1])



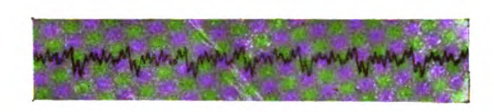
Lfde. Nr. 3.
Vokal „A“, Männerstimme, Grundton 190 sec^{-1}



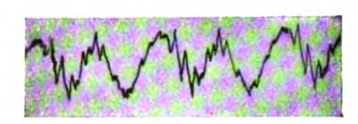
Lfde. Nr. 4.
Vokal „A“, Männerstimme, Grundton 204 sec^{-1}



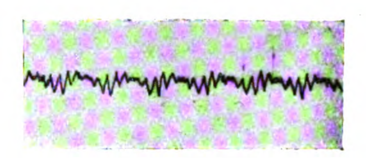
Lfde. Nr. 10.
Vokal „A“, Frauenstimme, Grundton 441 sec^{-1},
„Vokalcharakter stark betont“



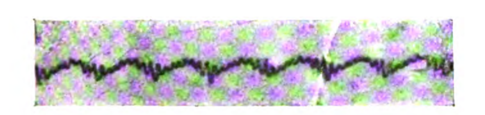
Lfde. Nr. 9.
Vokal „A“, Frauenstimme, Grundton 398 sec^{-1},
„schulmäßig“



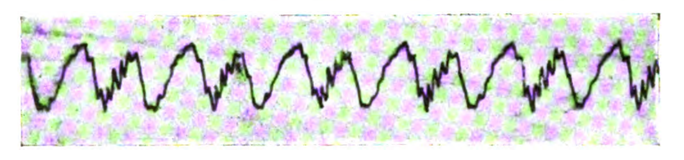
Lfde. Nr. 12.
Vokal „E“ Männerstimme, Grundton 197 sec^{-1}



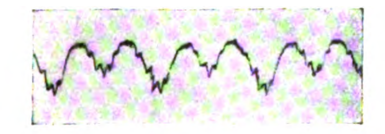
Lfde. Nr. 17.
Vokal „E“, Frauenstimme, Grundton 441 sec^{-1}



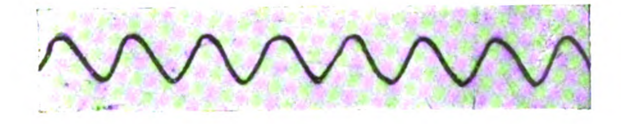
Lfde. Nr. 22.
Vokal „I“, Frauenstimme, Grundton 351 sec^{-1}



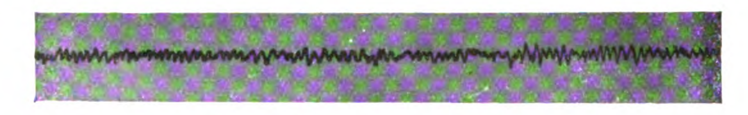
Lfde. Nr. 24.
Vokal „O“, Männerstimme, Grundton 200 sec^{-1}



Lfde. Nr. 28.
Vokal „U“, Männerstimme, Grundton 198 sec^{-1}



Lfde. Nr. 29.
Vokal „U“, Männerstimme, Grundton 291 sec^{-1},
„dumpfer Klangcharakter“



Lfde. Nr. 32. Zischlaut „Sch“, mittlere Frequenz 4500 sec^{-1}, sehr scharf

Der zeitliche Anfang aller Klangbilder ist rechts, das Ende links. Die laufenden Nummern beziehen sich auf die gleichen Bezeichnungen in den Texttabellen.

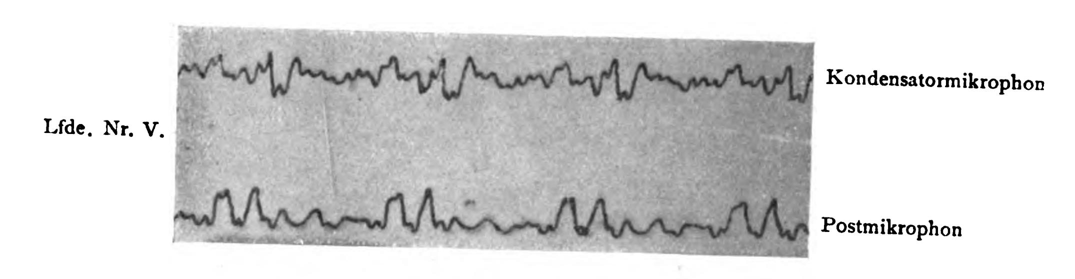
---

[1]) Entgegen den Absichten des Autors sind hier retuschierte Klangbilder reproduziert. Völlig treue Abbilder der Originalaufnahmen finden sich im 2. Heft des dritten Bandes der Wissenschaftlichen Veröffentlichungen aus dem Siemenskonzern in der Originalarbeit.

Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig.



Klangbilder nach F. Trendelenburg

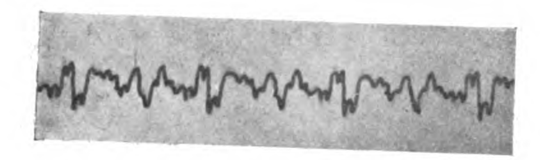


Lfde. Nr. V. — Kondensatormikrophon — Postmikrophon

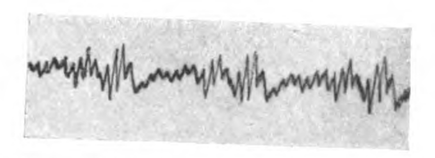
Die Änderung der Klangbilder mit der Abstimmung des Kondensatormikrophones:
Vokal „A", Männerstimme.



Lfde. Nr. I. Abstimmung $n_0 = 5750$ sec^{-1},
Grundton 190 sec^{-1}



Lfde. Nr. II, Abstimmung $n_0 = 4400$ sec^{-1},
Grundton 193 sec^{-1}



Lfde. Nr. III, Abstimmung $n_0 = 3300$ sec^{-1},
Grundton 191 sec^{-1}



Lfde. Nr. IV, Abstimmung $n_0 = 2200$ sec^{-1},
Grundton 191 sec^{-1}

Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig.

Belichtungsverhältnisse hierzu eignen, eine große Anzahl anderer Aufnahmen eignet sich zwar zu subjektiver Betrachtung, lohnt aber nicht die Vervielfältigung.

Der Mund der Versuchsperson befand sich für die Vokalaufnahmen in etwa 30 cm Entfernung von dem Kondensatormikrophon, gesungen wurde in mittlerer Lautstärke, ein Schalltrichter wurde in keinem Fall verwendet.

Es ist ferner zu bemerken, daß die singende Person den Charakter des betreffenden geforderten Vokales möglichst deutlich zu betonen hatte, namentlich dann, wenn die betr. Person gesanglich geschult ist. Die Schulung hat im allgemeinen zur Folge, daß der Klang einen weicheren und volleren Charakter erhält, dies äußert sich physikalisch in einer Betonung des Grundtones und der ersten Obertöne. Hierdurch macht es häufig große Schwierigkeiten, bei Aufnahmen bei gesanglich geschulten Versuchspersonen die charakteristischen Formantengebiete zu finden. Es ist ja auch bekannt, wie schwer es oft — namentlich in den hohen Lagen weiblicher Stimmen — ist, Gesangstexte zu verstehen, trotzdem hier als erleichternd noch die Kombination zu einem fortlaufenden Sprachklang hinzukommt, über diese Frage hat Stumpf[23]) Versuche durchgeführt,

Die Oszillogramme zeigen, daß die charakteristischen Teiltöne meist schon durch einfaches Auszählen festgestellt werden können, ich werde mich hier nur auf tabellarische Zusammenstellungen der am meisten hervortretenden Teiltöne der einzelnen Laute beschränken, in der Originalabhandlung werden eine Reihe durchgeführter Fourieranalysen veröffentlicht, von denen ich nur zwei besonders interessante Beispiele ausgewählt habe.

8. Die Klangbilder der Vokale.

Von dem Vokal A habe ich eine größere Reihe von Bildern aufgenommen, da ich an ihm die Konstanz der Tonhöhe des Formanten prüfen wollte. Die Ergebnisse zeigt folgende Tabelle.

Man ersieht aus dieser Tabelle, daß neben dem charakteristischen Formantengebiet in Gegend 800 noch ein zweites in Gegend 3000 auftritt. Die Amplitudenverhältnisse Grundton erster Formant, zweiter Formant sind etwa 30%, 100%, 30%.

Dieser hohe Formant wurde bei allen Versuchspersonen und allen A-Aufnahmen gefunden, er ist bislang nicht objektiv erkannt worden, wohl aber von Stumpf subjektiv festgestellt. Meine objektiven Klangbilder geben eine Bestätigung dieser subjektiv gewonnenen Ergebnisse, wie die

[23]) C. Stumpf, Struktur der Vokale, Sitzungsberichte der Preußischen Akademie der Wissenschaften, XVII, 1918.

Lfde. Nr.	Schwingungszahl des Grundtones	Ordnungszahl und Frequenz der charakteristischen Teiltöne		Versuchspersonen
1	100	7 700	30 3000	Männerstimme A
2	181	4 724	16 2896	„ B
3	190	4 760	16 3040	„ B
4	204	3 612 4 816	14 2856	„ A
5	236	3 708	13 3086	„ B
6	271	3 813	12 3252	„ B
7	290	2 580 3 870	11 3190	„ B
8	386	2 772	8 3088	Frauenstimme C
9	398	2 796 3 1194	8 3184	„ D[1])
10	441	2 882	7 3087 6 2646	„ D[2])

[1]) schulmäßig. [2]) Vokalcharakter stark betont, s. u.

Betrachtung der Meßreihen lehrt, welche Stumpf für den Vokal aufnahm.

Ton der Resonanzgabel	Subjektiv beobachtete Intensitäten der betr. Resonanzgabel				
	I	II	III	IV	V
e^5		3			
h^4		4			
b^4		4			
a^4		8			
g^4 3072 ...	1	10	1	1	
fis^4 2845 ..	4	14	4		
f^4				1	
e^4	4	8	4		
d^4	4	6	4		
c^4		3			
h^3				4	
g^3	5	10	5	5	5
fis^3	5				
e^3	6	12	6		
d^3	7			6	
c^3	7	12	7		8
b^2	7				
g^2 786....	10	20	10	10	
e^2	5				
c^2	3	12	4		7
g^1	3			4	
c^1	1	12	0		
c	0				
Grundton des geforderten Vokales ..	c 128 sec^{-1}	c^1 256 sec^{-1}	c^1 256 sec^{-1}	g^1 384 sec^{-1}	c^2 512 sec^{-1}

Man sieht, daß für die Spalten I, II und III die hohen charakteristischen Gebiete zwischen 2800 und 3000 stark vertreten sind. Diese sind auch bei meinen Aufnahmen durchweg gefunden worden, neben dem in der ersten Tabelle aufgeführten ausgezählten Teilton würde die genaue Analyse auch die benachbarten als stark vertreten ergeben, dies zeigen auch tatsächlich diejenigen Forierreihen hoher Stimmlagen, bei welchen die

betreffenden Teiltöne noch rechnerisch erfaßt werden konnten.

Für Spalte III und IV treten die hohen Formanten nicht in Erscheinung, dies kann entweder an der induviduellen Klangfarbe gelegen haben oder dadurch bedingt sein, daß die Gebiete überhaupt subjektiv schwer herauszuhören sind. Stumpf betont, daß die hohen Teiltöne nur in unmittelbarer Nähe des Singenden durch die Resonanzgabeln analysiert werden konnten.

Neben der Tabelle der charakteristischen Teiltöne des Vokales A sollen nun die beiden bereits erwähnten Fourieranalysen folgen, es handelt sich um zwei verschieden gefärbte Klangbilder ein und derselben Versuchsperson.

Für die erste Fourierreihe wurde von der Sängerin ein stark betonter Vokalcharakter gefordert, in diesem Fall tritt, wie zu erwarten, der A-Formant isoliert hervor. Für die zweite Aufnahme wurde der Vokal so gesungen, wie es der gesanglichen Schulung der betreffenden Sängerin entsprach, nun sind die dem Formant benachbarten Teiltöne mit nahezu gleicher Intensität vertreten, der Klang hat dementsprechend einen weicheren Charakter.

während der Klangcharakter der zweiten Versuchsperson B auffallend hell ist.

Die Formanten des I fand ich wie folgt:

Lfde. Nr.	Schwingungszahl des Grundtones	Ordnungszahl und Frequenz der charakteristischen Teiltöne		Versuchspersonen
18	165	2 330	14 2310	Männerstimme E
19	200	2 400	19 3800	„ B
20	225	2 450	13 2925	„ A
21	293	1 293 2 586	13 3809	„ B
22	351	1 351	16 3510	Frauenstimme C

Auf die tiefe Formantlage der Versuchsperson E und den hellen Klangcharakter der Versuchsperson B hatte ich schon hingewiesen.

Die Vokale O und U weisen gegenüber dem bisher bekannten wesentlich neues auf. Sowohl O wie U zeigen eine Feinstruktur in Gegend 3000 $\sec^{-1}$. Die Feinstruktur ist nicht so scharf ausgeprägt wie beim A, aber namentlich beim O noch gut zu erkennen, bei dem Vokal U ist sie sehr schwach und kann nahezu völlig verschwinden.

Die Klangbilder des O haben folgende hervortretende Teiltöne:

Ordnungszahl des Partialtones . .		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Laufende Nr. 10	Frequenz	441	882	1323	1764	2205	2646	3087	3528	3969	4410	4850
	Amplitude[1])	28,0	100,0	0,9	19,2	24,7	47,2	39,2	16,1	0,3	7,9	8,9
Laufende Nr. 9	Frequenz	398	796	1194	1592	1990	2388	2786	3184	3582	3980	4378
	Amplitude	82,7	100,0	95,0	36,0	10,1	5,1	51,0	63,0	61,5	23,8	2,5

[1]) In Prozenten der größten Teilamplitude.

Die Vokale E und I bieten gegenüber den bisher bekannten Untersuchungen nichts wesentlich Neues.

Die Hauptmerkmale einer Reihe von E-Kurven sind folgende:

Lfde. Nr.	Schwingungszahl des Grundtones	Ordnungszahl und Frequenz der charakteristischen Teiltöne		Versuchspersonen
11	190	2 380	14 2660	Männerstimme B
12	197	2 384	13 2561	„ A
13	201	2 402	13 2613	„ A
14	217	2 434	10 2170	„ E
15	294	2 588	10 2940	„ B
16	348	1 348	8 2784	Frauenstimme C
17	441	1 441	6 2646	„ D

Die Hauptformanten liegen also etwa bei 2500 bis 2700. Auffallend ist eine besonders tiefe Formantlage — 2170 — und eine sehr hohe — 2940 —. Für beide Versuchspersonen tritt beim Vokal „I“ der gleiche Effekt ein, die Formanten liegen tiefer bzw. höher als im allgemeinen üblich. Subjektiv ist zu beobachten, daß bei der Versuchsperson E der Vokal I dem E sehr ähnelt,

Lfde. Nr.	Schwingungszahl des Grundtones	Ordnungszahl und Frequenz der charakteristischen Teiltöne		Versuchspersonen
23	190	2 380	17 3230	Männerstimme B
24	200	2 400	15 3000	„ A
25	215	2 430	15 3225	„ B
26	352	1 352	9 3168	Frauenstimme C
27	416	1 416	7 2912	„ D

Auch bei dem O liegt die Feinstruktur für die Versuchsperson B am höchsten, dies war schon für die Vokale A, E und I beobachtet.

Für den Vokal U wurden folgende Bilder aufgenommen:

Lfde. Nr.	Schwings.-zahl des Grundtones	Ordnungszahl und Frequenz d. charakteristischen Teiltöne	Versuchsperson
28	198	2 396 15 2970 sehr schwach	Männerst. A
29[1])	291	1 291 nicht zu ermitteln	„ B
30	355	1 355 9 3195	Frauenst. C

[1]) Besonders dumpfe Klangfarbe.

Wir können über die Klangbilder der Vokale zusammenfassend aussagen:

Die bereits bekannten Formantengebiete der fünf Hauptvokale wurden an den Stellen bestätigt, an denen sie von Stumpf angegeben sind. Das von Stumpf subjektiv mittels Resonanzgabeln gefundene charakteristische Gebiet des A bei 3000 sec^{-1} wird zum erstenmal objektiv aufgeschlossen, darüber hinaus werden auch bei O — bei diesem in geringerem Maße als bei A — und in ganz schwacher Amplitude auch für U Teiltöne in diesem Gebiet beobachtet. Diese hohen Teiltöne sind, wie ich gleich zeigen werde, nicht unbedingt notwendig, um den Vokal für das Ohr als solchen zu charakterisieren, aber sie bedingen in hohem Maße die persönliche Klangfarbe.

Die Richtigkeit dieser Behauptung folgt aus einem Versuch, welcher gleichzeitig den Einwurf entkräftet, daß die von mir beobachteten hohen Teiltöne keine reelle Existenz besitzen, sondern durch irgendwelche Resonanzen vorgetäuscht sind.

Ich habe folgenden Versuch durchgeführt:

Der stets auf die gleiche Tonhöhe gesungene Vokal A wurde nacheinander mit verschiedener Abstimmung des Membransystems aufgenommen. Zu diesem Zweck wurde das Volumen des Luftpolsters vergrößert. Die unter solchen Bedingungen gewonnenen Klangbilder zeigen die Aufnahmen I bis IV. Die rechnerisch bestimmte Abstimmung betrug zunächst 5750 (I), dann 4400 (II), später 3300 (III) und zuletzt 2200 sec^{-1} (IV).

Gesungen wurde der Vokal A auf die Tonhöhe g (192 sec^{-1}). Die Entfernung des Singenden vom Aufnahmesystem wurde etwas größer als gewöhnlich gewählt, um ein Übersteuern der Anordnung für die niedrigere Abstimmung (höhere Empfindlichkeit) zu verhindern. Dementsprechend wurde die Amplitude für das Bild I geringer als für die bisherigen Aufnahmen.

Man sieht wie mit sinkender Abstimmung die Amplitude der Feinstruktur zunächst wächst, um für $n_0 = 3300$ ihr Maximum zu erreichen, und dann rasch abnehmen, für $n_0 = 2200$ ist sie noch eben erkennbar.

Die Frequenz der Feinstruktur ist aber auf allen Bildern die gleiche, die Auszählung ergibt stets den 16. bzw. 17. Oberton, je nachdem die Tonhöhe des Grundtones ein wenig höher oder tiefer liegt.

Die Aufnahmen beweisen objektiv, daß die Feinstruktur im Schallfeld vorhanden ist, und nicht durch Eigenschwingungen des Membransystems vorgetäuscht wird, man hat es nur in der Hand, die Amplitude durch geeignete Abstimmung zu vergrößern, nicht aber die Frequenz zu beeinflussen.

Neben diesen objektiven Feststellungen wurde subjektiv in einem guten Telephon die Veränderung beobachtet, welche die Klangfarbe der Sprache durch diese Änderungen der Eigenfrequenz des Empfängers erfuhr. Die Sprache blieb deutlich verständlich, doch nahm sie einen dumpferen Charakter an, auch hallten einzelne Klänge, z. B. das „A" stark nach, die persönliche Klangfarbe, welche für die hohe Abstimmung, wie sie für die Aufnahmen verwendet war, ganz vorzüglich war, ging verloren.

Neben der Bestätigung des reellen Vorhandenseins der starken Teiltöne in dem ursprünglichen Klang folgt aus diesen Versuchen die große Wichtigkeit dieser hohen Teiltöne für die persönliche Klangfarbe. Die hohen Teiltöne des A und O sind übrigens von Hermann bei einer bestimmten mit sehr hoch abgestimmten Membranen aufgenommenen Versuchsserie bereits festgelegt worden. Hermann hat diese Erscheinungen aber fälschlicherweise als Eigenschwingungen seiner Membranen gedeutet. Die in Frage stehenden Klangbilder sind in meiner Arbeit in den Siemens-Veröffentlichungen photographisch reproduziert.

Die erwähnten Hermannschen Klangbilder, die subjektiv durchgeführten Messungen von Stumpf und meine Klangbilder decken sich in ihren Ergebnissen.

Neben der Untersuchung der Vokalklänge habe ich noch mehrere Aufnahmen von Zischlauten vorgenommen, da über die charakteristischen Schwingungszahlen der Zischlaute noch große Meinungsverschiedenheiten bestehen.

9. Zischlaute.

Die geringere Intensität der Zischlaute fordert ein näheres Herangehen der Versuchsperson an das Kondensatormikrophon, der Mund wurde dem Empfänger auf etwa 20 cm genähert.

Der Charakter der Zischlaute ist ein völlig anderer, von einer Periodizität der Schwingungen ist keine Rede, einzelne abklingende Wellenzüge folgen einander in ziemlich unregelmäßigen Abständen. Hier kann man also schon eher im Sinne Hermanns von einer Stoßerregung eines gedämpften Schwingungsgebildes sprechen. Die in der folgenden Tabelle angegebenen Schwingungszahlen sind die mittlere Frequenz dieser abklingenden Schwingungszüge.

Lfde. Nr.	Zischlaut	Mittlere Frequenz sec^{-1}
31	Sch scharf	3500
32	Sch sehr scharf	4500
33	ch	4000
34	s	4500



Stumpf[24]) hat mit der Methode des sukzessiven Auf- und Abbaues der Klänge mittels Interferenzröhren untersucht, welche Frequenzgebiete für die Zischlaute charakteristisch sind.

Er fand für:

Sch f^3 bis es^4,
ch (palatale) es^4 bis des^5,
S des^4 bis e^5, im Einzelfalle bis d^6.

Diese Angaben stimmen bis auf die über das Sch mit meinen Versuchsergebnissen gut überein, nnd sind auch für letzteres durch die verschiedene Schärfe, mit der man einen Zischlaut hervorbringen kann, leicht zu erklären.

Nach Besprechung der Klangbilder der Vokale und der Zischlaute wollen wir die Bedeutung der Ergebnisse für technische Probleme besprechen.

10. Die technische Bedeutung der Versuchsergebnisse.

Die technischen Probleme, für welche die Klangforschung eine grundlegende Rolle spielt, sind die Fernübertragung der natürlichen Klänge und die Klangaufzeichnung zwecks späterer Reproduktion. Ich hatte in dem bisher Gesagten eine Methode entwickelt, die Klänge aufzuzeichnen und hatte neue charakteristische Eigenschaften der Vokalklänge und der Zischlaute aufgedeckt. Wollen wir sehen, welche Gesichtspunkte wir für die technische Akustik auf Grund der Ergebnisse gewinnen können, so müssen wir zunächst kurz entwickeln, welches Gesetz die subjektive Empfindung des Ohres mit dem von uns aufgezeichneten physikalischen Klangbild verbindet.

Das Gesetz, welches die Umsetzung vermittelt, ist das Weber-Fechnersche psychophysische Gesetz.

Ich habe es in Abb. 6 schematisch dargestellt. Hier ist als Abszisse die physikalische Intensität

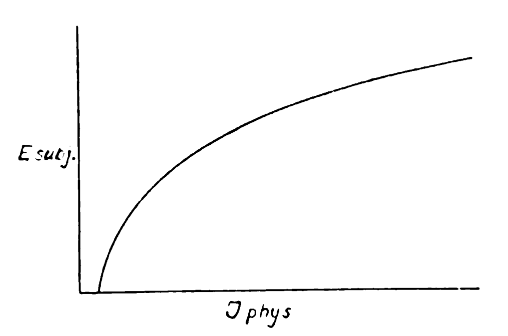


Abb. 6. Das Weber-Fechnersche Gesetz.

$J_{phys.}$ und als Ordinate die subjektive Empfindungsstärke $E_{subj.}$ aufgetragen.

[24]) C. Stumpf, Über die Tonlage der Konsonanten und die für das Sprachverständnis entscheidende Gegend des Tonbereichs. Sitzungsber. d. Preuß. Akademie der Wissenschaften **49** (1921).

Das Gesetz lautet in Worten: Die Stärke der Empfindung ist proportional dem Logarithmus des auftreffenden Reizes.

Die theoretischen Grundlagen des Gesetzes können wir hier nicht besprechen, es sei nur betont, daß es auch experimentell mit guter Annäherung bestätigt wurde.

Wir haben nun die Möglichkeit, eine naheliegende und technisch wichtige Frage zu klären: Wie ist es überhaupt möglich, daß das Ohr zwei so verschiedene Klangkurven — wie sie z. B. durch ein Kondensatormikrophon und durch ein Kohlekörnermikrophon aufgenommen werden — als denselben Klang empfindet?

Um zu zeigen, wie verschieden derartige Aufnahmen ausfallen können, habe ich auf demselben Oszillogramm (Nr. V, Tafel VIII) den Vokal A (Grundton g 192 sec^{-1}) zu gleicher Zeit mittels Kondensatormikrophons und Postmikrophon aufgenommen.

Die Feinstruktur ist bei dem Postmikrophon fast völlig verschwunden, während Teiltöne des Bereiches zwischen etwa 700 und 1200 sec^{-1} stark vertreten sind.

Die Tatsache, daß das Ohr auch diesen Klang als A hört, liegt erstens in der Richtigkeit der Formantentheorie: Der Formant des A ist auch in der Klangkurve des Postmikrophons am stärksten vertreten und stempelt diesen Klang zu einem „A" und zweitens in der Gültigkeit des Weber-Fechnerschen Gesetzes: verhältnismäßig große Amplitudenverzerrungen kommen dem Ohr subjektiv nur wenig zur Empfindung. Wichtig ist aber, daß wir beim Postmikrophon mit der Amplitude der höheren Teiltöne teilweise unter den Schwellenwert des Ohres heruntersinken, dadurch fällt der betreffende Teilton subjektiv ganz aus und falls dieser ein Formant war, ist der Klang entstellt. In diesem Falle würde also die persönliche Klangfarbe, die in den hohen Frequenzgebieten liegt, unterdrückt sein.

Das eben Gesagte beweist auch die große Wichtigkeit der Forderung schwellenwertsfreier Empfänger und solcher Empfänger, die eine einigermaßen lineare Charakteristik besitzen.

Die erste Forderung ist nach dem Gesagten ohne weiteres klar: Wie wenig sie z. B. für viele Mikrophone erfüllt ist, zeigt folgende leicht zu gewinnende Beobachtung:

Das Aufnahmemikrophon befindet sich in einem Zimmer, in welchem entfernt vom Mikrophon gesprochen wird.

Man hört dann im Telephon zwar deutlich, daß gesprochen wird, ist aber nicht imstande, auch nur einen Satz zu verstehen: Zahlreiche Formanten sind in ihrer Amplitude zu klein, um den Schwellenwert des Mikrophones zu überschreiten, sie fallen in dem sekundären Klangbild

am Empfangsort ganz aus, die Sprache wird unverständlich.

Die Wichtigkeit linearer Empfängercharakteristik liegt in dem Umstand, daß z. B. bei quadratischer Charakteristik neben den ursprünglichen Teiltönen solche von doppelter Frequenz auftreten, so daß Formanten vorgetäuscht werden, die gar nicht vorhanden sind, und mithin ein fremder Klangcharakter entsteht.

Die guten Eigenschaften schwellenwertsfreier Empfänger sind bekannt — geringe Abweichungen von der linearen Charakteristik, können in Kauf genommen werden, sogar eine Resonanzstelle kann vorhanden sein, wenn nur die Dämpfung so stark ist, daß die Resonanzkurve einigermaßen flach wird. Zenneck[25]) hat hierüber durch Verwendung eines Telephons als Schallempfänger Versuche angestellt, deren günstiger Ausfall sich durch das vorher Gesagte erklären läßt.

Die Technik stellt für Nachrichtenübermittelung im allgemeinen die Forderung, daß der Frequenzbereich zwischen etwa 700 und 2100 sec^{-1} einigermaßen gleichmäßig übertragen und wiedergegeben wird, obwohl bekannt ist, daß wichtige Formantengebiete außerhalb dieser Schwingungszahlen liegen. In diesen Fällen verhilft uns Übung, Phantasie und Kombinationsgabe zum Verständnis einer in ihrem Klang derartig eingeengten Sprache.

Die langjährige Erfahrung im Gebrauch des Fernsprechers läßt uns diese Klangeinengung gar nicht mehr bemerken. Wie weitgehend die Entstellungen sind, mögen zwei Bemerkungen zeigen: Zunächst möchte ich auf die große Schwierigkeit fremdsprachlichen Fernsprechverkehrs hinweisen, selbst bei ausgezeichneter Beherrschung der Sprache ist uns ihr eingeengter Telephonklang nicht gewohnt — wir haben keine Kombinationsmöglichkeiten und verstehen außerordentlich schwer.

Die zweite Bemerkung ist folgende: Wir werden angerufen und verstehen den Namen des Anrufenden nicht, wir stehen dem Inhalt des Gespräches zunächst verständnislos gegenüber, bis uns ein verstandenes für den Zusammenhang wichtiges Wort zeigt, um was sich das Gespräch handelt, und wir so auf die Person des Anrufenden schließen können, mit diesem Augenblick haben wir den Übersetzungsschlüssel: Telephonklangfarbe–persönliche Klangfarbe gewonnen und können mühelos den Sprachinhalt erfassen.

Ich habe die Gründe gezeigt, welche es ermöglichen, für die gewöhnlichen Zwecke der Fernmeldetechnik mit einem engen Klangbereich auszukommen.

Für die Zwecke einer naturgetreuen Klangübertragung müssen wir aber die scharfe Forderung stellen: Die Übertragungsanlagen und die Wiedergabeapparate müssen entweder den Frequenzbereich zwischen etwa 50 sec^{-1} und 5000 sec^{-1} völlig gleichmäßig behandeln oder sie müssen so gegeneinander auskompensiert sein, daß das sekundäre Klangbild dem primären in der Amplitudenverteilung der Partialtöne identisch gleicht, denn nur so kann das Ohr subjektiv die Empfindung einer naturgetreuen Wiedergabe haben.

Es ist nach den Versuchsergebnissen klar, daß das Kondensatormikrophon einen vorzüglichen Schallempfänger für alle Zwecke der Sprachübertragung und Sprachaufzeichnung darstellt, und insbesondere für den Lautsprecher geeignet ist.

Außerdem dient es als Aufnahmevorrichtung, für alle Fragen der Klangforschung, man kann mit der Anordnung auch ein objektives Urteil über die Güte der Lautwiedergabe fällen, indem man das Klangbild des natürlichen und das des künstlichen Klanges gleichzeitig aufnimmt und dann analysierend vergleicht.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Anordnung beschrieben, die es gestattet, Klangbilder aufzunehmen, und die Feinstruktur dieser Klänge objektiv aufzulösen.

Nach einer Zusammenstellung der bisher in der experimentellen Klangforschung verwendeten Methoden wird die Anordnung beschrieben:

Ein Kondensatormikrophon nach H. Riegger verwandelt die akustischen Schwingungen in Frequenzmodulationen einer Hochfrequenzwelle. Die Modulationen werden mit Hilfe einer Schwebungsmethode vergrößert und mittels einer Hochfrequenzverstärkerschaltung zum Steuern einer hoch abgestimmten Oszillographenschleife benutzt, ohne kurvenverzerrende Niederfrequenzverstärker oder Niederfrequenztransformatoren zu verwenden.

Es werden Klangbilder der 5 Hauptvokale und der Zischlaute aufgenommen und besprochen. — Die Kurven werden im Rahmen der Klangtheorie gedeutet, neben den bereits bekannten und objektiv bestätigten charakteristischen Gebieten der Vokale wird erstmalig ein hohes charakteristisches Gebiet des A, welches bei 3000 liegt, objektiv aufgezeichnet, neue Gebiete für O und U in derselben Gegend werden gefunden. Es wird gezeigt, daß diese hohen Partialtöne für die individuelle Klangfarbe entscheidend sind. Es werden Zischlaute aufgenommen, für diese liegen die mittleren Schwingungszahlen zwischen 3500 und 5000 sec^{-1}.

Die Bedeutung der gewonnenen Resultate für die technische Akustik wird besprochen, insbesondere betont, daß für naturgetreue Wiedergabe der Sprache eine gleichmäßige Empfindlich-

[25]) J. Zennek, Die Verwendung des Telephons als Geber in der drahtlosen Telephonie, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie **19** (1922), 126.

keit für Schwingungen zwischen 50 sec^{-1} und 5000 sec^{-1} gefordert werden muß.

Die Anordnung gestattet durch Vergleich des vom natürlichen Klang gelieferten Klangbildes mit dem Klangbild des künstlichen ein objektives Urteil über die Güte der Sprachaufzeichnung oder -wiedergabe zu fällen.

Nachtrag zur Korrektur.

Über die Arbeit wurde am 22. Februar 1924 vor der Deutschen Gesellschaft für technische Physik und am 27. Februar 1924 vor der Deutschen Physiologischen Gesellschaft vorgetragen.

Am 22. März 1924 hat K. W. Wagner im Elektrotechnischen Verein einen von praktischen Vorführungen begleiteten Vortrag über den Frequenzbereich von Sprache und Musik gehalten, der in der E.-T. Z. 1924, Heft 19, S. 451 veröffentlicht wurde; er wies im wesentlichen auf die Wichtigkeit der von Stumpf gefundenen Klangeigentümlichkeiten für die Fernmeldetechnik hin. Im allgemeinen decken sich die von ihm für klanggetreue Übermittelung aufgestellten Bedingungen mit meinen Forderungen.

Meine Untersuchungen bringen erstmalig den objektiven Beweis der Richtigkeit dieser Anschauungen.

(Eingegangen am 27. März 1924.)

Wolframbogenlampen mit erhöhter Flächenhelle.

Von Carl Müller.

Mitteilung aus der Physikalisch-technischen Reichsanstalt. Vorgetragen in der Sitzung d. Ges. f. techn. Physik v. 30. 11. 1923.)

(Mit 1 Tafel.)

Inhalt: Es werden Wolframbogenlampen beschrieben, bei denen, ausgehend von der Erwägung, daß das Emissionsvermögen der bisherigen glatten Wolframelektroden im Sichtbaren nur 1/2 von der des schwarzen Körpers ist, die Flächenhelle durch geeignete Oberflächengliederung (künstliche Schwärzung mittels Hohlraumbildung) erheblich gesteigert und auch der Wirkungsgrad, bezogen auf den nutzbaren Strahlungswinkel, wesentlich verbessert ist. Als besonders vorteilhafte Hohlraumformen für große Öffnungswinkel (Projektionsapparaturen usw.) erwiesen sich geriefte Trichtervertiefungen, bei denen die maximal mögliche Emissionssteigerung (Verdoppelung) weitgehend erreicht wird.

Um dem steigenden Bedarf an Lichtquellen geringer Ausdehnung, aber hoher Flächenhelle, welche keiner Regelung bedürfen, Rechnung zu tragen, hat man seit längerem versucht, Bogenlampen mit Wolframelektroden zu bauen, die in einer geschlossenen mit indifferentem Gas gefüllten Hülle erhitzt werden. Als Elektroden verwandte man hierfür bislang immer kugelförmige Wolframstücke auf dünnem Stiel und suchte die Erhöhung der Flächenhelle durch möglichste Steigerung der Temperatur unter Inkaufnahme kurzer Lebensdauer zu erreichen. Man übersah hierbei dauernd den wichtigen strahlungstechnischen Umstand, daß das Emissionsvermögen der glatten Wolframflächen für sichtbares Licht, d. h. seine Flächenhelle nur etwa die Hälfte von dem des „schwarzen Körpers" — eines Hohlraumes gleicher Temperatur — beträgt.[1])

Die Erkenntnis dieses Emissionsmangels der glatten Wolframelektrodenoberfläche und der Möglichkeit, durch geeignete Hohlraumbildung an der Wolframelektrode die Flächenhelle auf das Doppelte zu steigern, bildet den Ausgangspunkt der vorliegenden, in der Idee bis Ende 1921 zurückreichenden, mit freundlicher Unterstützung des Osram-Konzerns durchgeführten Arbeit. Wie sich nachträglich herausstellte, war der hier aufgezeigte Grundgedanke auch von anderer Seite ungefähr gleichzeitig und unabhängig ins Auge gefaßt worden. (Glühlampenfabrik Philips; Osram-Gesellschaft.[2]) Erfolgreiche Lampenkonstruktionen dieser Art sind jedoch noch nicht bekannt geworden.

Das der vorliegenden Arbeit zugrunde liegende Ziel ging vor allem darauf hinaus, für die Beleuchtung bei spektrometrischen und mikroskopischen Arbeiten, für Registrierphotometer, insbesondere aber für das voraussichtliche Hauptanwendungsgebiet der Wolframbogenlampe: die Projektionsbeleuchtung, — Elektrodenformen zu finden, welche in einem großen Winkelraum, z. B. bei Verwendung der neueren Spiegelprojektionsapparaturen wesentlich erhöhte Lichtemission bei der gleichen Temperatur ergeben, also in den nutzbaren Strahlungsrichtungen verstärkte Flächenhelle aufweisen. Faßt man das Schwärzungsproblem nach dieser Richtung hin an, so wird zunächst deutlich, daß die von der Kohlenbogenlampe her bekannten Kraterformen für die Wolframelektrode nicht das Optimum darstellen, weil das Emissionsvermögen des Wolframs wesentlich geringer als das der Kohle ist. — Flachere Vertiefungen, die bei der Kohle schon zu weitgehender Schwärzung führen, werden bei Wolfram nur eine geringe Emissionszunahme ergeben. Spitzere Vertiefungen (z. B. trichter- oder zylinderförmige Bohrungen) wiederum werden nur in einem kleineren Öffnungswinkel voll wirksam.

Günstigeres ist bereits von keilförmigen Rinnen von kleiner Winkelöffnung zu erwarten, die in ihrer Längsrichtung ein großes Gesichtsfeld besitzen und dabei doch, zumal bei gekrümmtem Rinnenverlauf vielfache Reflexionen und damit starke Annäherung der Emission an den maximalen Wert des schwarzen Körpers ergeben. Schwärzung mittels

[1]) Carl Müller, Tätigkeitsbericht der Phys.-Techn. Reichsanstalt. Zeitschr. f. Instrumentenkunde **43** (1923), 65 und **44** (1924), 119.

[2]) Fr. Skaupy, Licht und Lampe. (1923), 581.

Rinnenbildung ist bei stromdurchflossenen Leitern bereits verschiedentlich[3]), bei Blechstreifen zuerst von Mendenhall[4]) für kleinere Gesichtswinkel ausgeführt worden. Bei den Wolframbogenlampentypen ist aber die besondere Art der mehr punktförmigen Heizung von der Rückseite her zu bedenken, die sowohl von der Erhitzung der Kohlenbogenlampe verschieden ist, wie von der gleichmäßigen Widerstandserwärmung bei der Bandlampe abweicht und bei größeren Wolframelektroden an und für sich schon ungleichmäßige Durchwärmung zur Folge hat. Demgemäß ist darauf Bedacht zu nehmen, daß nicht durch eine Oberflächenzergliederung in weit herausragende Kanten ein stärkerer Temperaturabfall in diesen strahlenden Oberflächenteilen eintritt, der mit seiner Helligkeitsverminderung den beabsichtigten Schwärzungseffekt in das Gegenteil verkehrt.

Nicht zuletzt ist natürlich auf die Schwierigkeit der Wolframbearbeitung Rücksicht zu nehmen. Die außerordentliche Härte des geschmolzenen oder geschmiedeten Wolframs ist bekannt. Bei Körpern aus zusammengesintertem Wolframpulver, die leichter zu bearbeiten, aber spröde sind, war bei Inangriffnahme der vorliegenden Arbeit noch die Frage offen, ob diesem feinkörnigen Material nicht etwa schon an normaler rauher Oberfläche ein wesentlich höheres Emissionsvermögen als dem geschmolzenen Wolfram eigen, hier also überhaupt nur geringer Helligkeitsgewinn durch Hohlraumbildung zu erzielen sei.

Um über diesen Fragenkomplex Klarheit zu gewinnen, habe ich zunächst an einer Wolframbogenlampe, in deren gesinterte Anode von der Osram-Studiengesellschaft entgegenkommenderweise eine spitzwinklige Rinne von etwa 30° wunschgemäß eingeschliffen war, photometrische Messungen in der Weise vorgenommen, daß von der glühenden Elektrode ein vergrößertes Bild mittels lichtstarker Objektive vom Öffnungsverhältnis 1 : 2[5]) bzw. 1 : 4 auf einem Gipsschirm entworfen und mittels eines Brodhunschen Universalphotometers die Helligkeit punktweise an verschiedenen Stellen des Einschnitts und dicht daneben gemessen wurde. Es ergab sich im Einschnitt, je nach dem ausgenutzten Öffnungswinkel und der Strahlungsrichtung eine Erhöhung der Flächenhelle um 60—75% gegenüber dem glatten Oberflächenteil im Einklang mit mikropyrometrischen Temperaturmessungen, welche die Herren Henning und Heuse an der gleichen Elektrode vornahmen. Aus dem von Henning und Heuse[6]) für analog gesintertes Wolfram gefundenen Emissionswert (0,49 für $\lambda = 0{,}536\ \mu$) folgt, daß in der obigen Rinne etwa 80% der maximalen Lichtemission erreicht wurden. Eine derartige Rinnenelektrode stellt also für Spaltbeleuchtung eine recht vorteilhafte gleichmäßige Intensiv-Lichtquelle dar, insbesondere, wenn man sie gemäß einem Vorschlag von Herrn Direktor Brodhun etwas schräg stellt, um den dunkleren Rinnengrund, an dem die schwärzende Flächenwinkelung nicht mehr scharf ausgeprägt ist, auszuschalten.

Man könnte daran denken, in ähnlicher Weise durch Riefung eines größeren Oberflächenteils (z. B. Ringriefen) geschwärzte Elektroden hoher Lichtemission für die großen Strahlungswinkel der Projektionslampen zu gewinnen.[7]) Aber die Riefung muß, um hohen Lichtgewinn zu ergeben, ziemlich engwinklig sein, wie aus Versuchen mit geriffelten Bandlampen her bekannt ist. Es ergibt sich dann aber ein für die Wärmeleitung in die Kanten wie für die Fabrikation insbesondere bei dem anfänglich verfügbaren Wolframmaterial wenig günstiger Querschnitt. Ich habe deshalb als erste Elektrodenform für Projektionszwecke eine Elektrode mit trichterförmiger Vertiefung gewählt, bei der der Trichter seinerseits nach der Spitze zu gerieft ist, etwa in der Weise, wie dies der Abdruck einer gläsernen Zitronensaftpresse verkleinert ergeben würde.

Die Osram-Studiengesellschaft war infolge dringender Arbeiten zur Anfertigung einer solchen Lampe längere Zeit nicht in der Lage. Es wurde daher zunächst in der Reichsanstalt ein kleines Elektrodenmodell mit Trichterriefung aus Platin geprägt und an diesem der Helligkeitsgewinn bei Erhitzung in der Gebläseflamme studiert.[8]) Die vergleichende Photometrierung der Platin-Kraterelektrode gestaltete ich, da es darauf ankam, den gesamten Lichtunterschied für große Öffnungswinkel im Vergleich zu einer glatten Elektrodenfläche festzustellen, in der Weise, daß die etwa 3 mm große Platinelektrode nahe dem Brennpunkt eines Parabolspiegels, wie in den neueren Projektionsapparaturen benutzt, in einer Gebläseflamme erhitzt wurde und mit der Gebläseflamme zusammen — also in gleichbleibender Erhitzung — abwechselnd so gedreht wurde, daß einmal die glatte Platinelektrodenhälfte dem Spiegel zustrahlte, das andere Mal die geriffelte. Die orientierende Photometrierung im photometrischen Laboratorium der

[3]) Vgl. F. Henning, Temperaturmessung. Vieweg, Braunschweig (1915), 192.

[4]) Mendenhall, Astrophys. Journ. **33** (1911), 91—97.

[5]) Kino-Plasmat. nach Dr. Rudolph, von der Fa. H. Meyer, Görlitz, frdl. zur Verfügung gestellt.

[6]) F. Henning und W. Heuse, Zeitschr. f. Physik **16** (1923), 63; vgl. auch E. Lax und M. Pirani ebenda **22** (1924), 275.

[7]) Querriefung von Kreisflächen ist von der Osram-Studiengesellschaft versuchsweise ausgeführt worden.

[8]) Also der umgekehrte Weg eingeschlagen, wie vorher durch die Herren Henning und Heuse, die ihre Messungen über die Emission des Wolframs durch Messungen an einer mit einer feinen Bohrung versehenen, im Gebläse erhitzten Platinkugel ergänzten.



Reichsanstalt ergab eine Lichtverstärkung durch die Riffelung von mehr als 60%. Auf Grund dieser guten Bestätigung des erwarteten Effekts sind dann Wolframbogenlampen mit ähnlichen Anoden von der Osram-Studiengesellschaft gebaut worden.[9])

Abb. 1 zeigt das vergrößerte, mittels lichtstarker Optik entworfene Leuchtbild einer derart geriffelten Trichterelektrode, bei der zur Kennzeichnung des Helligkeitsgewinns ein nicht geriefter Rand stehen gelassen wurde. Die dunklen radialen Linien f kennzeichnen nicht etwa hervorspringende, ungenügend durchgeheizte und darum niedriger temperierte Kanten, sondern im Gegenteil den der rückwärtigen Heizung näher liegenden Riefengrund, der lediglich deshalb dunkler erscheint, weil an ihm die Winkelbildung nicht mehr ausgeprägt ist. (Der linksseitige dunkle Randfleck hat seine Ursache in einer beim Anschweißen des Haltedrahts entstandenen unbeabsichtigten lokalen Schmelzung der Elektrode.)

Durch die Riefung der Trichterwandung, die man natürlich auch schraubenartig oder kreisförmig gestalten kann, wird die aus der glatten Tichterwandung entspringende Schwärzung außerordentlich verstärkt, vor allem für größere Strahlungswinkel. Vgl. die Abb. 2, welche die vergrößerte Photographie einer glühenden Wolframelektrode mit nur teilweise und verschiedenartig geriefter Trichtervertiefung von etwa 80° Trichterwinkel darstellt und in der a den glatten Elektrodenrand, b den glatten Trichterteil, c_1 und c_2 die Trichterriefen bezeichnen. Wie aus dem geringen Helligkeitsunterschied an der punktierten Kreislinie (dem Beginn der Trichterfläche) hervorgeht, ist der Schwärzungseffekt des glatten Trichters noch nicht erheblich, dagegen der Helligkeitsgewinn durch die Trichterriefen sehr bedeutend. Andererseits zeigt die verschiedene Helligkeit der Rinnengruppen c_1 und c_2 den wesentlichen Einfluß ihres Einschnittswinkels (Riefenwinkel bei Gruppe c_1 40°, bei Gruppe c_2 60°). Die vergleichende Photometrierung mittels eines Brodhunschen Universalphotometers, bei der Stellen von 0,1 mm Durchmesser verglichen werden konnten und stets auf denselben Randpunkt als Vergleichsnormale zurückgegangen wurde, ergab — die Helligkeit des glatten Randes $a = 1$ gesetzt —, im glatten Trichterteil b nahe dem Rand nur eine geringfügige Zunahme von 14%, in der halben Trichtertiefe von 31%; bei den 60°-Riefen c_1, in der halben Trichtertiefe 77% Zuwachs; hingegen bei den 40°-Trichterriefen c_2 am Trichterrand wie in dessen Tiefe praktisch die überhaupt mögliche maximale Helligkeitsverdopplung. (Vgl. die an den Meßstellen eingefügten Zahlen).

Für sehr große Öffnungswinkel wird man die Trichterriefung zweckmäßig am Rand in eine Kegelaußenriefung auslaufen lassen. Abb. 3 zeigt das schräg von der Seite aufgenommene vergrößerte Leuchtbild einer derartig kombinierten Wolframelektrode. Obschon die Trichterinnenriefungen c zu Vergleichszwecken hierbei absichtlich ungünstig mit 60° Winkel ausgeführt sind, hingegen die Kegelaußenriefung d erheblich spitzwinkliger (45°), tritt die stärkere Helligkeitssteigerung durch die Trichterriefung doch noch deutlich in Erscheinung. Daß auch an den vorspringenden Kanten noch ein erheblicher Helligkeitsgewinn vorhanden ist, zeigen die dunklen Stellen e, welche durch abgebrochene Ecken verursacht sind.

Ähnlich den vorstehenden Trichtergliederungen könnten natürlich auch bei Rinnenelektroden größeren Öffnungswinkels die Rinnenflächen durch Riefung wirksamer unterteilt und geschwärzt werden. (Vgl. die Struktur der Rinnenflanken in Abb. 3.)

Der Ausbildung scharfer enger Riefen in Wolfram stellten sich zuerst große Bearbeitungsschwierigkeiten entgegen. Ihre Überwindung ist wesentlich der wertvollen Unterstützung durch Herrn Direktor Dr. Mey von der Osramfabrik A, sowie den Herren Dr. Friedrich und Dr. Bilecki ebenda zu verdanken, die auf Grund ihrer reichen Erfahrungen besonders geeignete Wolframmaterialen für Bearbeitungsversuche herstellten, mit denen sich ein einfaches, beliebige präzise Riefungen erlaubendes Herstellungsverfahren in der Reichsanstalt ausbilden ließ.[10])

Die in den Abbildungen vorhandenen radialen dunklen Linien und Randstellen legen die Frage nahe, ob derartige Speichenstrukturen bei der Projektion, beispielsweise von Kinobildern, wo die Lichtquelle nahe dem Bildfenster abgebildet wird, irgendwie störend in Erscheinung treten. Praktischen Versuchen zufolge ist dies nicht der Fall. Es genügt, die Elektrode ein wenig unscharf abzubilden; bei Projektion mit einem Parabolspiegel wird die Linienstruktur bereits durch die Brechung in der Lampenhülle verwischt.

Eine zweite Frage, die Herr Mey aufgeworfen hat, betrifft den Einfluß, den eine derartige Hohlraumgliederung auf den Wirkungsgrad hat. Die Antwort hierauf ist recht günstig für die neue Form. Es steigt allerdings auch der Wattverbrauch etwas, weil auch die langwelligen Spektralteile in dem geschwärzten Öffnungswinkel stärker emittiert werden. Da aber die Strahlungsverluste in dem

[9]) Für die Anfertigung dieser Lampen bin ich in erster Linie Herrn Direktor Dr. Skaupy, daneben den Herren Dr. Ewest und Fehse freundlichst verbunden.

[10]) Bei der Herstellung der Elektrodenmodelle bin ich in der Reichsanstalt von Herrn Techniker O. Stenzel, bei den Photometrierungen von Herrn techn. Ober-Sekretär W. Schön wirksam unterstützt worden.



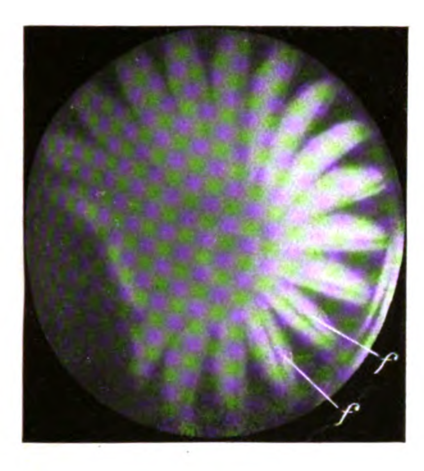


Abb. 1. Vergrößertes Leuchtbild einer mit geriefter Trichtervertiefung versehenen Wolframbogenlampenelektrode. *f* dunkler Riefengrund.

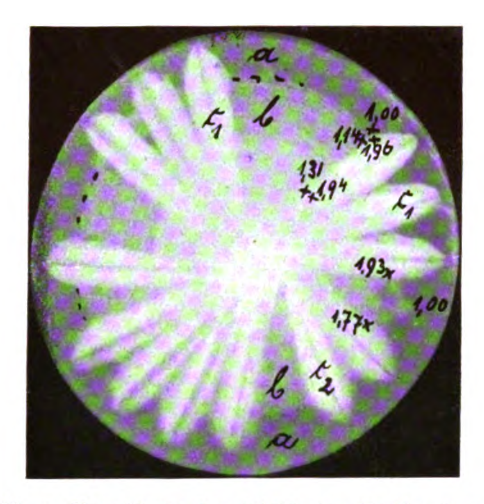


Abb. 2. Vergrößertes Leuchtbild einer Wolframbogenlampenelektrode mit nur teilweise und verschiedenartig geriefter Trichtervertiefung. *a* glatter Elektrodenrand; *b* glatte Trichterwand; c_1 Rinnen von 40° Winkel; c_2 Rinnen von 60° Winkel. Die Zahlenangaben bezeichnen die relativen Flächenhellewerte.

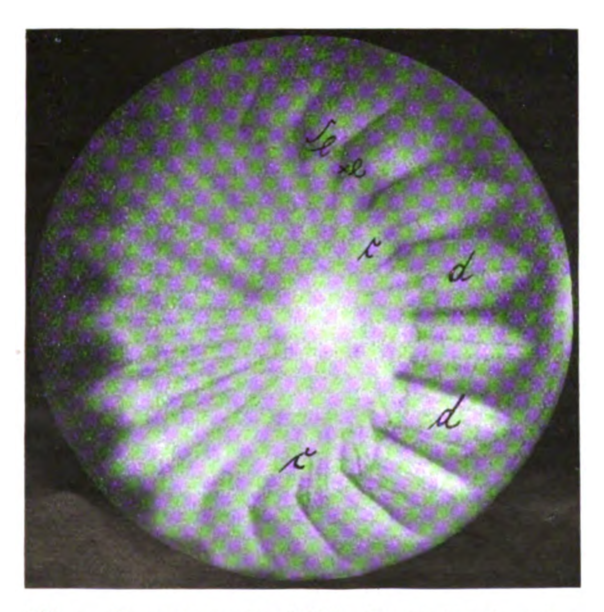


Abb. 3. Vergrößertes Leuchtbild einer Wolframbogenlampenelektrode mit kombinierter Trichterriefung *c* und Kegelriefung *d*. *e* abgebrochene Zackenspitzen.

geschwärzten Öffnungswinkel nur einen geringen Bruchteil der Gesamtverluste ausmachen, die Lichtzunahme hingegen weitgehend ausgenutzt wird, so ist leicht einzusehen, daß die nach vorigem erreichbare große Erhöhung der nutzbaren Lichtemission von einer erheblichen Verbesserung des Wirkungsgrades begleitet ist. Bei dem an sich noch wenig vorteilhaften Wirkungsgrad der Wolframbogenlampe ist diese Steigerung des Wirkungsgrades ein sehr wertvoller Faktor.

Versuche zur direkten Bestimmung der Wirkungsgrad-Zunahme durch Vergleichung mit der Lichtausnutzung und dem Wattverbrauch bei einer analogen Lampe mit ungeriefter Elektrode, die auf gleiche nutzbare Lebensdauer (Schwärzung) beansprucht wird, sind in Aussicht genommen.[11])

[11]) Die von Herrn Gehlhoff in der Diskussion angeregte Messung des Schwärzungseffekts für die langwellige Strahlung soll damit verbunden werden.

(Eingegangen am 15. April 1924.)

Metallographie im polarisierten Licht.

(Mitteilung aus dem Laboratorium für technische Physik an der Universität Würzburg.)

Von L. C. Glaser, Würzburg.

(Mit 1 Tafel.)

Gern komme ich einer Aufforderung des Vorsitzenden der Gesellschaft für technische Physik, Prof. Dr. Gehlhoff, nach und berichte zum 5jährigen Bestehen der Gesellschaft für technische Physik über metallographische Arbeitsmethoden, die schon seit mehreren Jahren in meinem Laboratorium angewandt werden und die gute Dienste bei Gutachten und wissenschaftlichen Arbeiten geleistet haben. Die Verfahren werden weiteres Interesse haben und vielen gute Dienste leisten, die sich mit ähnlichen Fragen beschäftigen. Darum sollen in dieser Abhandlung besonders die Erfahrungen, die mit bisherigen Instrumenten gemacht wurden und die notwendigen Änderungen, geschildert werden, denen das Metallmikroskop zu unterwerfen ist, wenn man praktisch befriedigende Ergebnisse erhalten will. Wie oft bei sorgfältiger Durchführung technischer Messungen ergeben sich neue Gesichtspunkte und Erkenntnisse, die es wert sind, ausgebaut zu werden, und von denen man erwarten kann, daß sie namentlich die experimentellen Grundlagen der Mechanik, vor allem der Elastizitätstheorie sicherer begründen.

J. Koenigsberger sind die ersten Anregungen zu verdanken. Er hat als erster die Methoden der petrographischen Untersuchungsmethoden für die Untersuchung von Erzen, Metallen usw. im auffallenden Licht verwendet und in mehreren Abhandlungen darüber berichtet.[1])

Prof. Dr. K. Endell hat gemeinsam mit Prof. Dr.-Ing. Hanemann die Methode weiter benutzt.[2]) Prof. Dr. K. Endell verdankt der Verfasser die Anregung, die Methode auszubauen und vor allem nach technisch-optischen Gesichtspunkten zu verbessern. Prof. Dr. K. Endell verwendete ein von der Firma Fueß-Steglitz gebautes Instrument und stellte dasselbe dem Verfasser freundlichst zur Verfügung. Die Versuche mit demselben ergaben, daß wichtige Änderungen vorzunehmen waren, die die Bauart des Instrumentes wesentlich vereinfachten und die möglichst geringe Eingriffe in den mechanischen Aufbau und den Strahlengang des gewöhnlich gebräuchlichen Metallmikroskops bedeuten, trotzdem aber eine Vervollkommnung der optischen Erscheinung darstellten und somit eine Einführung in die Praxis ermöglichten. Sorgfältige Vorarbeiten erschienen um so wichtiger, als die Anwendung für den im Betrieb stehenden Metallographen langwierige Versuche ersparen sollte. So übergebe ich hiermit meine bisherigen Erfahrungen der Öffentlichkeit, nachdem ich bereits in verschiedenen Vorträgen[3]) interessierte Kreise mit den hier behandelten Arbeitsmethoden bekannt gemacht habe und auch gelegentlich meines Vortrages über „Die Prüfung, Leistung und Eigenschaften optischer Beugungsgitter" bei einer Demonstration meine Apparatur vorgeführt habe. Bei meinen Ferienkursen habe ich die Teilnehmer bereits stets die Einrichtungen benutzen lassen.

In der vorliegenden Abhandlung sollen nur kurz die verschiedenen Arten der Meßmethoden geschildert werden, denen man sich bei Ausführung von optisch-metallographischen Arbeiten unter Zuhilfenahme von polarisiertem Licht bedienen kann, und wie sie in meinem Laboratorium schon seit dem Jahre 1919 angewandt werden. Eine genaue Darstellung aller Einzelheiten sollen der in Buch-

[1]) J. Koenigsberger: Über einen Apparat zur Erkennung und Messung optischer Anisotropie undurchsichtiger Substanzen und dessen Verwendung. Zentralbl. für Mineralogie, Geologie und Paläontologie (1908), 565—573, 597—605. Methoden zur Erkennung und Messung optischer Anisotropie undurchsichtiger Substanzen (2. Mitteilung). Zentralbl. für Mineralogie, Geologie und Paläontologie (1909), 245—250. Zur Handhabung des Apparats für die Untersuchung optischer Anisotropie undurchsichtiger Substanzen. Zentralbl. für Mineralogie, Geologie und Paläontologie (1910), 712—713.

[2]) K. Endell u. H. Hanemann, Über die optische Orientierung einiger Metallschmelzen. (Vorläufige Mitteilung.) Zeitschr. f. anorgan. Chemie **83** (1913), 267—274. — K. Endell und H. Hanemann, Über die mikroskopische Untersuchung von Metallen mittels polarisierten Lichtes. Stahl und Eisen (1913), Nr. 40, 1644—1646.

[3]) Vortrag in der Ortsgruppe Brandenburg des Vereins Deutscher Gießereifachleute in Berlin am 21. Januar 1920, ferner im Klub der Metallographinnen im Lette-Verein zu Berlin.

form im Rahmen des Guertlerschen Handbuches der Metallographie demnächst erscheinenden „Metallmikroskopie" des Verfassers, sowie einer ausführlichen Abhandlung vorbehalten bleiben.

Grundsätzliches.

Die für die Metallographie geeigneten Methoden sind:

A) qualitative:
1. die Methode der Untersuchung bei gekreuzten Nikols,
2. die Methode der gekreuzten Nikols unter Hinzufügung von Verzögerungsplatten oder -keilen;

B) quantitative:
1. die Methode der Savart-Platte,
2. die Photometermethode des Verfassers.

Von dieser ist die erste Methode wohl zuerst von dem Verfasser angewandt worden. Sie ist zugleich die einfachste, verlangt jedoch sorgfältig bearbeitete Nikols und gibt die besten Ergebnisse bei der Verwendung von monochromatischem Licht. Am besten eignet sich der Quecksilberlichtbogen. Im hiesigen Laboratorium hat sich eine Lummersche Quecksilberbogenlampe bewährt, die nach den Angaben des Verfassers von der Firma Goetze-Leipzig hergestellt wird. Die Lampe hat die Lummersche Form und brennt unter Wasserkühlung, was sich im hiesigen Laboratorium als sehr zweckmäßig erwiesen hat. Die Lampe selbst ist aus Glas gefertigt und hat ein angekittetes Quarzglasfenster. Zur Kühlung ist die Lampe in einem dunkelbraunen runden zylindrischem Glasgefäß untergebracht, das mit zwei Quarzglasfenstern versehen ist. Dadurch ist die Handhabung der Lampe sehr erleichtert und ein guter Augenschutz vorhanden. Die Höhe der Lampenachse ist so gewählt, daß das Glasgefäß bequem auf einem Tellerstativ, das auf einem Reiber montiert ist, Aufstellung finden kann. Die Lampenachse selbst befindet sich dann in der optischen Achse der optischen Bank von C. Zeiß-Jena.

Besondere Sorgfalt muß der Herstellung, Auswahl und Aufstellung der Nikols gewidmet werden. Es ist daher wohl zweckmäßig, diese Frage am Eingang der Abhandlung zu erörtern, da sie für das Gelingen der Versuche bei dieser Verwendungsart, wie auch bei einiger der späteren von größter Bedeutung ist. Bei den Vorversuchen wurden alle Arten von Nikolschen Prismen auf ihre Verwendungsmöglichkeiten geprüft. Zur Verfügung standen die Nikolschen Prismen der Zeißschen Mikroskopausrüstung, bestehend aus einem gewöhnlichen Nikolschen Prisma und einem Glan-Thomsonschen Prisma, zwei vorzüglichen Ahrens-Prismen mit planparallelen Endflächen von 22 mm Länge und 12 mm quadratischem Querschnitt, deren Flächen mit besonderer Sorgfalt von B. Halle Nachf.-Steglitz geschliffen waren, sowie ein großes Glan-Luftprisma von 20 mm Länge und 20 mm quadratischem Querschnitt, gleichfalls von B. Halle Nachf. geliefert.

Die Versuche wurden an der großen Martens-Einrichtung der Firma C. Zeiß-Jena vorgenommen, und zwar mit dem besonderen Hinblick, daß die Einrichtung so vereinfacht wurde, um die Anbringung an jedem beliebigen Metallmikroskop zu ermöglichen. Da für metallographische Arbeiten, wenigstens dieser Art, hauptsächlich künstliche Beleuchtung in Frage kommt, so wird es ratsam sein, die Linsen und Reiter auf optischen Bänken anzuordnen, damit die ständige Zentrierung wegfällt, die für ein zuverlässiges Arbeiten bei diesen Methoden von besonderer Bedeutung ist. Wenn man die Zeißsche Reiterschiene, wie im hiesigen Laboratorium, benutzt, so ist der Strahlengang bei Benutzung der Weule-Lampe folgender (siehe Abb. 1). Ein Bild des positiven Kraters der

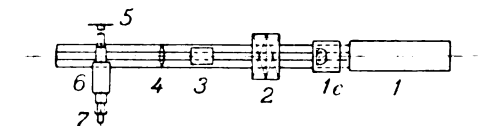


Abb. 1.

Bogenlampe 1 wird durch das nicht spärische Sammellinsensystem 1 c durch die beiden Wasserbehälter 2, die zur Kühlung des Strahlenganges dringend nötig sind, damit die Kittung des Nikols 3 nicht leidet, auf die Linse 4 (Linse 7 — Bezeichnung von C. Zeiß-Jena) vergrößert entworfen. 5 ist der Metallschliff, 6 das Mikroskop und 7 der Aufsatznikol. Der Polarisator kann ein gewöhnliches Nikolsches Prisma am besten Bauart Halle[4]), das vor dem gewöhnlichen Nikolschen Prisma den Vorteil hat, nicht so stark geneigte Endflächen bei einem Gesichtsfeld von $17-19^0$ zu haben. Der Einhängenikol, den C. Zeiß-Jena zum Einhängen in den Abbeschen Beleuchtungsapparat liefert, paßt in ein Reiterstativ, das auch zur Aufnahme der Quarzplatten usw. geeignet ist. Wenn eben angängig, ist es natürlich vorzuziehen, eine Prismenkonstruktion mit geraden Endflächen zu wählen, da bei mikrophotographischen Aufnahmen dann die Güte des Bildes nicht gefährdet ist. Es kommen die Prismenkonstruktionen von Glan, Glan-Thomson, sowie Ahrens in Frage. Für Arbeiten bei höchsten Ansprüchen ist das Ahrensprisma allen anderen vorzuziehen. Um nun leicht die verschiedenen Zusammenstellungen auswechseln zu können, wurde eine Nikolfassung zur Aufnahme

[4]) Siehe Halle, Handbuch der praktischen Optik. Administration der Fachzeitschrift „Der Mechaniker". Berlin-Nikolassee. (1913), 109. Abb. 95c.



des Polarisators gebaut, die sich sehr bewährt hat, da sie leicht das Umwechseln der verschiedenen Nikols gestattete, sowie die Aufnahme der anderen Zusatzpräparate. Sie sei darum näher beschrieben (siehe Abb. 2).

An ein kräftiges Metallrohr ist ein Stiel angebracht, der in eine Reiterfassung paßt und in der Höhe beliebig verstellt werden kann. In dem Rohr schleift auf zwei aufgepaßten Ringen ein zweites, das einen Teilkreis trägt. In dieses werden nun die Wechselfassungen mit den Nikols gesteckt siehe Abb. 3). Ein Zentrierpunkt auf dem Teilkreis gestattet gegen ein Loch, das zentrisch an der einen der beiden Handhaben der eigentlichen Nikolfassung, stets den Nikol in die richtige Schwingungsrichtung einzustellen. Zur Vermeidung elliptisch polarisierten Lichtes ist es besonders notwendig, darauf zu achten, daß die Schwingungsebene des Polarisationsnikols genau parallel oder senkrecht zur Einfallebene des Planglases bzw. des Prismas des Vertikalilluminators verläuft. Für alle Arbeiten wird im hiesigen Laboratorium meistens das große Glan-Luftprisma als Polarisator verwendet. Es ist dies ja die Nikolkonstruktion, die von denen mit parallelen Endflächen die billigste ist, ein Umstand, der bei der heutigen Knappheit an gutem Kalkspat stark ins Gewicht fällt. Bei den ersten Versuchen, die fast ausschließlich mit einem Prismenilluminator, nur bei Objektiven kurzer Brennweite mit einem Planglasilluminator gemacht wurden, wurde vor die Blende des Illuminators mittels eines Zwischenringes ein kleines Glan-Thomson-Prisma in starrer Verbindung mit dem Illuminator eingesetzt. Es erwies sich jedoch als notwendig, zur Erreichung gleichmäßiger Bildfelder bei der Mikrophotographie das Prisma beweglich und justierbar vor dem Vertikalilluminator anzubringen, um die kleine Bildverlagerung, die das Prisma hervorbringt, aufzuheben. Optisch einwandfreier ist jedoch die Anbringung des Polarisatorprismas vor der Linse 4 (Abb. 1), da dieselbe die Leuchtfeldblende trägt. Auch hat ja das Glan-Prisma nur einen geringen Gesichtswinkel.

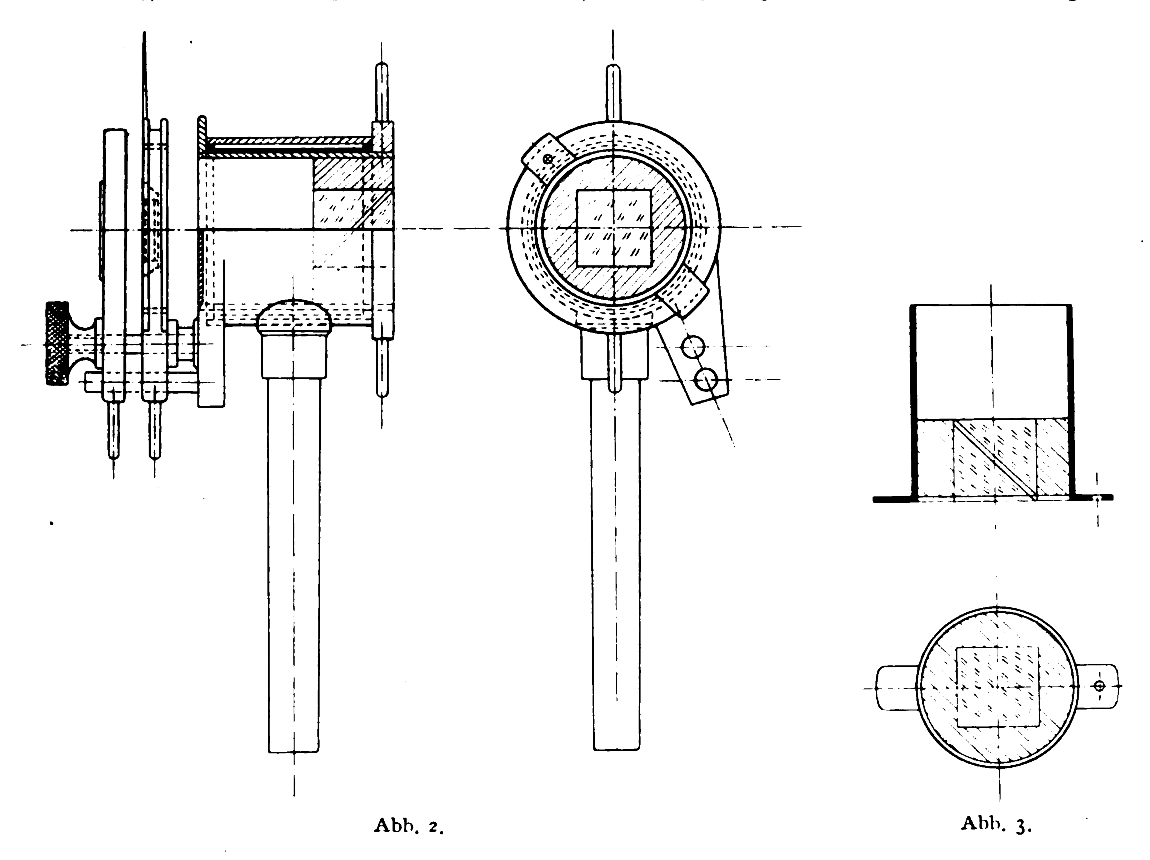


Abb. 2. Abb. 3.

Noch größere Sorgfalt erforderte für metallographische Beobachtungen im polarisierten Licht der Analysator, vor allem, wenn man photographieren will. Dies liegt in der Natur der Sache, da man in der Metallographie wie in der Biologie viel stärkere Vergrößerungen benutzt, wie der Mineraloge und der Petrograph. Mit der Vergrößerung wachsen auch die optischen Fehler des Gesamtsystems. Man wird daher darauf bedacht sein müssen, nach Möglichkeit dieselben zu

vermeiden. S. Becher[5]) hat sich ausführlich mit der Frage beschäftigt. E. A. Wülfing[6]) hat sich dazu geäußert, wenn ihm auch in vieler Beziehung nicht beizustimmen sein wird.

Besonders ausführlich hat M. Berek[7]) die Bildfehler der Polarisationsprismen besprochen. Die optischen Werke von Ernst Leitz-Wetzlar haben nach diesen Vorschlägen und Rechnungen einen anastigmatischen Tubusanalysator ausgeführt, der sich außerordentlich bewährt hat, und der derselben auch geschützt ist (D. R. P. 296000 42h. 3 1915). Der Abhandlung von Berek sowie der Katalog über Polarisationsmikroskope enthält Mikrophotographien, die die Aufhebung des Astigmatismus deutlich zeigen.

Ich habe zur Vermeidung der astigmatischen Bildfehler einen anderen Weg eingeschlagen, der, wie ich sehe, unabhängig von mir von S. Becher[8]) angegeben wurde. Man gleicht mit einer Korrektionslinse, die unmittelbar hinter die kurzgefaßten Objektive und zwischen dem Vertikalilluminator eingeschraubt werden, auf unendlich ab und schaltet nun den Analysator, in meinem Falle ein Ahrens-Prisma, ein. Man kann nun das Bild beobachten oder mit einem Projektionsokular auf die Mattscheibe werfen. Optisch vollkommener ist es jedoch, hinter dem Analysator noch ein Objektiv anzubringen und so eine Vereinigung aus dem auf unendlich abgeglichenen Objektiv, dem Analysator und einem astronomischen Fernrohr zu bilden. Dies erfordert einen Doppeltubus, wie ich ihn in der Tat zu allen photographischen Aufnahmen verwende. Dies hat den Vorteil — da die Enden der Tubusröhren stets mit englischem Gewinde versehen sind —, daß das Ahrensprisma und dahinter in dem engen Tubus das Objektiv, in meinem Falle nach Wahl entweder eine gewöhnliche plankonvexe Linse von etwa 50 mm Brennweite bzw. ein Achromat von etwa 70 mm Brennweite eingeschraubt werden kann. Das innere Rohr wird vor Benutzung in bekannter Weise auf unendlich eingestellt.

Zum Schluß sind noch zwei wichtige Vorsichtsmaßregeln zu besprechen, auf die streng zu achten ist. Mehr noch als bei mineralogisch-petrographischen Untersuchungen ist es von größter Bedeutung, daß die Objektive polarisationsfrei, d. h. vor allem spannungsfrei sind. Da es ja üblich ist, in der Metallographie meistens Apochromatobjektive zu verwenden, und dieselben immer Flußspatlinsen enthalten, so ist besondere Vorsicht geboten, da gerade die Flußspatlinsen meistens Spannungen zeigen, die wahrscheinlich in der natürlichen Entstehungsart ihre Begründung haben. Die Prüfung auf Spannungsfreiheit mit Hilfe polarisierten auffallenden Lichtes ist überhaupt die weitaus empfindlichste Methode. Ich habe mit den Apochromaten 16 mm, 4 mm den Apochromatölimmersionen 2 mm und 1,5 mm, sowie den Achromaten *aa* von C. Zeiß-Jena und dem Apochromaten 40 mm von Winkel-Göttingen gute Erfahrungen gemacht, als unbrauchbar erwies sich der 8 mm Apochromat von C. Zeiß-Jena, der nach Angabe der Firma eine doppelbrechende Substanz enthält. Hervorragend gut geeignet war ein Satz von 4 Apochromaten von 16, 8, 4 und 2 mm von C. Reichert-Wien, sowie ein langbrennweitiger Achromat derselben Firma, die in der entgegenkommendsten Weise diese Objektive für die Untersuchung zur Verfügung stellt.

Die Anwendung der Beobachtungsmethode mit „gekreuzten Nikols" erstreckt sich vor allem auf die isotropen Metalle Eisen, Kupfer, Nickel usf. und die Untersuchung ihrer Spannungserscheinungen, die oft zu beobachten sind, vor allem beim Eisen, wo sehr leicht der anisotrope Cementit, das Eisenkarbid, durch das Aufhellen des Gesichtsfeldes sich verrät, sowie Ferrit, der das gleiche tut, wenn er Spannungen unterworfen ist. Diese können oft so groß gewesen sein, daß Gleitlinienbildung und Zwillingsbildung auftritt, die überhaupt nur durch Beobachtungen im polarisierten Licht sich erkennen lassen. Besonders deutlich werden die Erscheinungen, wenn man mit Quecksilberbogenlicht beobachtet. Durch das Einfügen des Nikols in den Strahlengang, wenn man nicht mit Aufsatzanalysator beobachtet, was auf die Dauer infolge des ständigen Wechsels der Akkommodation des Auges recht anstrengend ist, ändern sich die sphärischen Korrektionen der Objektive. Es ist daher ratsam, sich eine Abbesche Testplatte für den Gebrauch mit auffallendem Licht herzurichten. Es ist dies einfach zu bewerkstelligen, wenn man einen Objektträger versilbert und auf der Teilmaschine mit engen Teilungen versieht, die der langen Seite des Glases parallel laufen, und die man so zieht, daß die Begrenzungen des stehenbleibenden Silberstreifens etwas zackig sind. Man kontrolliert dann die Feineinstellung durch Einschieben oder Herausschieben der Tubusrohre. Bei streng telezentrischem Strahlengang werden diese Fehler auf ein Minimum verringert.

Während ich die Methode der „gekreuzten Nikols" gerade für isotrope Metalle und der Untersuchung deren Strukturverhältnisse verwende,

[5]) S. Becher, Ann. d. Phys. **47** (1915), 285—364.

[6]) E. A. Wülfing, Abh. Heidelberger Akad. math.-nat. Klasse. (6) (1918), 34.

[7]) M. Berek, Die astigmatischen Bildfehler der Polarisationsprismen. Zentralbl. für Mineralogie, Geologie und Paläontologie. (1919). Nr. 13/14, S. 218—224. Nr. 15/16, S. 247—255, Nr. 17/18, S. 275—284, auch Nr. 13 Mitteilungen der Leitzwerke. M. Berek, Über die Beseitigung der astigmatischen Bildfehler im Polarisationsmikroskop.

[8]) S. Becher, l. c.

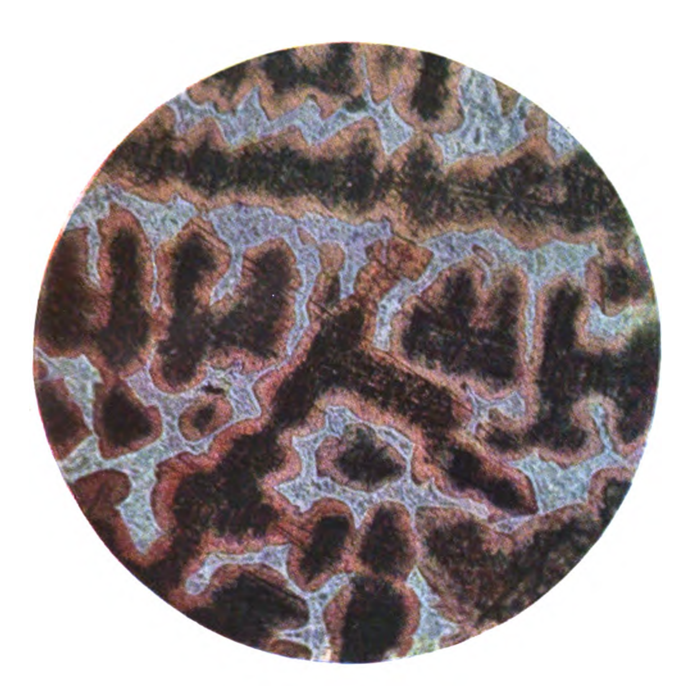


Abb. 1. **Phosphorbronze.**

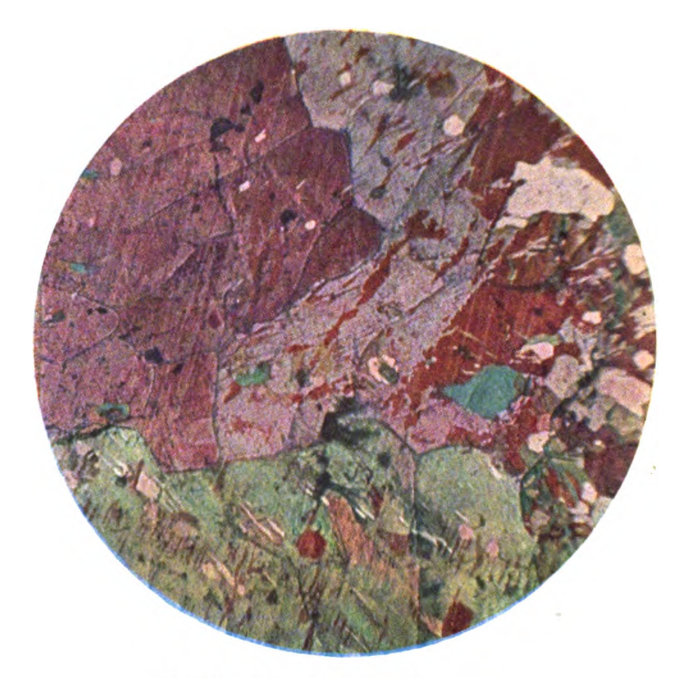


Abb. 2. **Phosphor-Zinn-Legierung.**

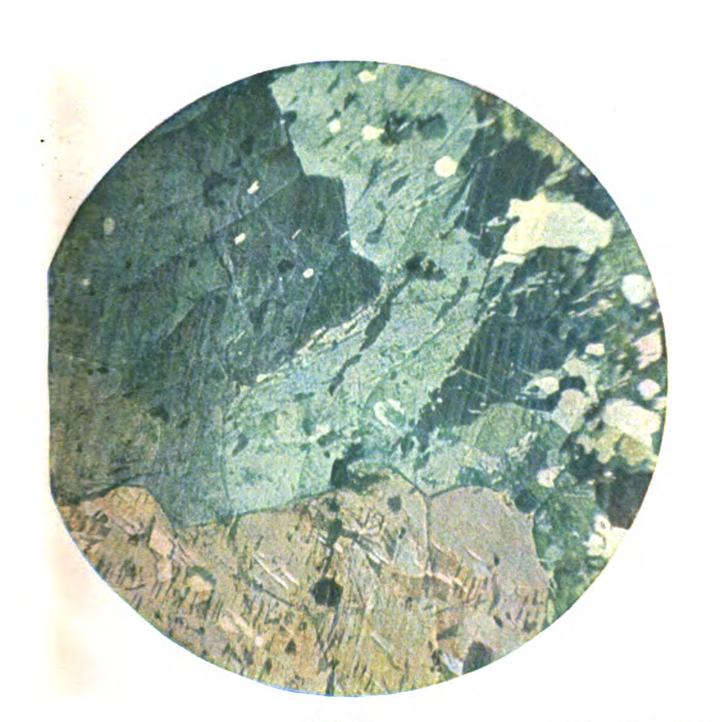


Abb. 3.

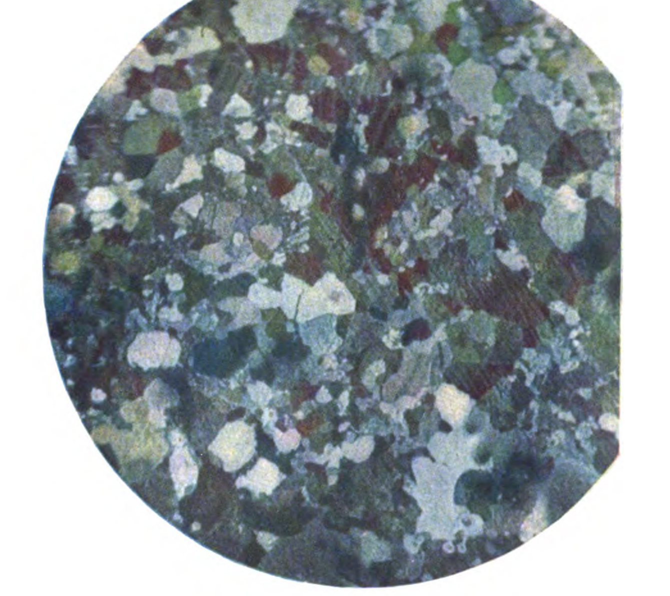
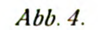


Abb. 4.

Phosphor-Zinn-Legierung.



Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig.

L. C. Glaser

DR. TRENKLER & CO. A.-G., LEIPZIG ST.

ziehe ich für anisotrope Metalle, zur Feststellung der Natur der Einschlüsse die von Königsberger angegebene Methode der Zufügung einer Biot-Kleinschen 3,75 mm Quarzplatte (senkrecht zur Achse geschliffen) vor. Der Übergang von der einen zur anderen Methode wird durch die Vorrichtungen des Reiterpolarisators sehr erleichtert. Der Reiterpolarisator trägt zwei Brillen, die mit englischem Mikroskopgewinde versehen sind. In kleine Fassungen, die mit dem englischen Normalmikroskopgewinde versehen sind, sind die Klein-Biotsche 3,75 mm, die einteilige Quarzplatte nach Bertrand und die Soleilsche Doppelplatte untergebracht; in die Nikolpolarisatorfassungen paßt eine Schiebhülse, die auch englisches Gewinde hat und sich zur Aufnahme von Kristallplatten bzw. Zusatznikols eignet. Praktische Versuche haben ergeben, daß auch Quarzplatten (senkrecht zur Achse geschliffen) von größeren Dicken als die Klein-Biotsche sich hervorragend zur Beobachtung eignen.

Die bei der Verwendung der Klein-Biot-Quarzplatte und ähnlichen Kristallplatten auftretenden optischen Erscheinungen hat E. A. Wülfing[9]) genau diskutiert. Es sei darum auf diese Abhandlung verwiesen. Ganz im Gegensatz zu den Verhältnissen im durchfallenden Licht, wo man gerne das empfindliche Rot eines Gipsblattes verwendet, zeigt bei metallischer Reflexion die Biot-Kleinsche Quarzplatte größere Empfindlichkeit. E. A. Wülfing erklärt dies durch den Umstand, daß bei der Reflexion von doppelbrechenden Metallflächen und metallartig reflektierenden Flächen, wie Erzen, Mineralien von Metallglanz nicht nur eine Phasenverschiebung, sondern auch ein Intensitätsunterschied in den beiden reflektierten Wellen auftritt. Die Vereinigung zweier Amplituden von verschiedener Intensität zu einer gemeinsamen Schwingung hat eine Drehung der Polarisationsebene gegen die des auffallenden Lichtes zur Folge. Damit ist also erklärt, daß bei Metallflächen und überhaupt bei metallischer Reflexion das Licht auf die Klein-Biotsche Quarzplatte besser reagiert, wie auf ein Gipsblättchen vom Rot der ersten Ordnung, weil das im Azimut geänderte Licht am wirksamsten die Farbenmischungen beeinflußt, die ihr Dasein solchen Azimutänderungen verdanken. Auch was E. A. Wülfing über die Wahl der Dicke der Quarzplatten sagt, kann ich in vollem Umfang bestätigen.

Die Anwendung der Methode besteht darin, daß man nach Einschaltung der Quarzplatte durch Drehung des Analysator-Nikols das Violett, die „empfindliche" Farbe einstellt. Doppelbrechende Metalle oder isotrope Metalle, die Spannung zeigen, gaben einen Farbenumschlag in Rot oder Blau, bei stärkerer Doppelbrechung Hellgelb oder Grün. Aufnahmen, die so erhalten wurden, zeigen die 4 Abb. der farbigen Tafel (s. Tafel X), Abb. 2, 3 u. 4 zeigen Phosphorzinnlegierungen und Abb. 1 eine Phosphorbronze.

Der Anwendungsbereich der Methode ist ein vielseitiger. Wenn man die oben geschilderten Vorsichtsmaßregeln beim Einschalten der Platte, sowie beim Verwenden der Analysatoren, der Polarisatoren und der Auswahl der Objektive innehält, so kann man selbst bei stärksten Vergrößerungen unter Verwendung von Ölimmersionen gute Abbildung erhalten. In meinem Laboratorium ist die Verwendung der Methode, besonders bei Einschaltung der Nikolreiterfassung, die oben beschrieben wurde, so einfach, daß ohne jede Änderung des Strahlenganges jeder Schliff im polarisierten Licht betrachtet wird. Die Methode ist mir namentlich bei der Untersuchung neuer Systeme so wertvoll geworden, weil sie jeden Schliff viel schärfer zu kennzeichnen gestattet. Vor allem ist die Erkennung der Einzelbestandteile von eutektischen Einschlüssen sehr erleichtert, namentlich wenn sie so feinkörnig sind, wie die im System Phosphor-Zinn, bzw. im System Eisen-Kohlenstoff. Besonders leicht läßt sich das ternäre Phosphideutektikum im Gießereieisen erkennen, sowie das ternäre Phosphideutektikum in der Phosphorbronze. Es sind dies alles Fragen, die ohne Anwendung des polarisierten Lichtes sich kaum oder nur schwer lösen lassen. Die Erkennung der Einschlüsse in Eisen und Stahl, die in der metallographischen Literatur schon zu lebhaftem Meinungsaustausch geführt hat, ist nunmehr auf eine sichere Grundlage gestellt. Auch die alte Frage über den Nachweis, ob saurer oder basischer Stahl vorliegt, dürfte auf diesem Weg ihrer Klärung zugeführt werden. Ferner hat sich die Methode zur Aufklärung der Konstitution der Schlacken in meinem Laboratorium außerordentlich bewährt. Es ist bekanntlich ohne Anwendung polarisierten Lichtes nicht ganz leicht, die rötlich gefärbten Bronzen mit guten Kontrasten und mit allen im Okular sichtbaren Einzelheiten zu photographieren. Hier bietet die Photographie der Schliffe nach der obig geschilderten Methode große Vorteile. Man stellt einfach auf das empfindliche Violett ein, erhellt nun die Kontraste durch die nach dem Grade der Anisotropie wechselnden Farbenunterschiede und bekommt nunmehr bei der Aufnahme mit Farbenplatten (z. B. der A.G. für Anilinfabrikation Berlin) oder gewöhnlichen Platten sehr gute Ergebnisse (s. Tafel X, Abb. 1). Vor allem kann man in diesem Fall, namentlich bei der Verwendung gewöhnlicher Platten jedes Filter entbehren, für die Aufnahme feinkörniger Strukturen Diapositiv-, bzw. Graphos-

[9]) E. A. Wülfing, Über die empfindlichen Farben und über ihre Anwendungen bei der Erkennung schwach doppelbrechender Medien. Sitzungsber. der Heidelberger Akad. d. Wiss. (1910). 24. Abhdl.

platten der Plattenfabrik Berolina verwenden und so die Vorteile höherer Auflösung bei Verwendung von kurzwelligerem Licht ausnutzen. Es ist dies ein nicht gering zu schätzender Vorteil, weil man oft bei metallographischen Schliffen wegen der Kleinheit der Gefügebestandteile an die Grenze des Auflösungsvermögens des Mikroskopes kommt und es demzufolge von größter Wichtigkeit, wenigstens das mögliche Auflösungsvermögen auszunutzen. Bei dem Aufsuchen von Spannungen leistet das Verfahren unschätzbare Dienste. Über diese Anwendung, die die Methode für die Technik von größter Bedeutung macht, soll später ausführlich in einer besonderen Arbeit eingegangen werden. Darin sollen dann auch die Fehlerquellen dieser Methode, die bei ihr und allen folgenden auftreten, näher besprochen werden. Ich will hier nur kurz darauf hinweisen, Fehlerquellen sind das Auftreten der Doppelschichten, die zuerst von Drude aufgefunden wurden und von Lord Rayleigh und Beilby genauer studiert wurden, und die wohl immer auftretende Gitterpolarisation. Beide Fehlerquellen sind bis zu gewissem Grade vermeidbar, wenn man die Schliffe sorgfältig herrichtet. Hierzu gehört vor allem die Vorsichtsmaßregel, die Schliffe von Hand zu schleifen und zu polieren, jedenfalls nur bei hartem Material die gewöhnlich von Metallographen gebrauchte Methode des Gebrauches schnellumlaufender Schleif- und Polierscheiben zu verwenden. Dieses Verfahren ist überhaupt auch sonst die Quelle der schlechten Schliffbilder, die man immer noch in der Literatur und in Betrieben sehen kann. Man sollte überhaupt in der Metallographie mehr und mehr zu den in der technischen Optik üblichen Verfahren des Schleifens und Polierens übergehen. Jedenfalls ist es ratsam, dies bei der Herrichtung der Schliffe für die vorliegenden Methoden zu beachten. Man muß bedenken, daß der Vorgang des Schleifens und Polierens ähnliche Beanspruchungen im Material hervorbringt, wie jener bekannte Versuch beim Walzen von Metallblechen, ein Haar zwischen die Walzen und das Metallblech zu legen, wodurch bekanntlich das Metall tief unter der Oberfläche in seinen Körnern deformiert wird, ähnlich wie das geschieht bei der Brinellschen Kugeldruckprobe oder beim Einschlagen von Zahlen- und Buchstabenmeißeln in Metall. Man wird daher den Polier- und Schleifdruck möglichst niedrig halten müssen. Auch werden beim Bearbeiten von Hand die Flächen viel besser. Trotzdem wird sich die Bildung von Oberflächenschichten auf Metallen nicht ganz vermeiden lassen. Um sie zu beseitigen wird man daher gut tun, die betreffende Metallprobe mit einem Ätzmittel zu behandeln, das dieselbe herunterätzt, dabei aber möglichst nicht färbt. Eng mit der Störung durch Oberflächenschichten verbunden ist der Einfluß der Gitterpolarisation. Gitterpolarisation tritt immer auf, wenn entweder Schleifrisse, die ja immer bestimmte Richtungen bevorzugen, oder Gefügeelemente vorhanden sind, die, wie im Eutektikum das meistens der Fall, zum Teil einander parallel gerichtet sind. Schleifrisse kann man durch sorgfältiges Arbeiten und durch sorgfältiges Auswählen der Schleif- und Poliermittel wohl immer vermeiden, wenn es sich nicht gerade um ganz weiche und zum Schmieren neigende Metalle handelt. Die Gitterpolarisation läßt sich zum großen Teil durch richtige Wahl der Vergrößerung ausschalten oder durch Ausblenden des Strahlenganges jedenfalls auf ein erträgliches Maß herabsetzen. Durch die Wahl hinreichend starker Vergrößerung und Anwendung kurzbrennweitiger Objektive, z. B. Ölimmersionen von 2 bzw. 1,5 mm, wie ich sie ständig benutze, kann man sogar so feinkörnige Strukturen wie das Perliteutektikum im Stahl auf die optischen Eigenschaften ihrer Einzelbestandteile leicht untersuchen. Zur Klärung des Einflusses der Gitterpolarisation unter reinen Versuchsbedingungen habe ich die vorstehend beschriebenen und nachstehend zu beschreibenden Methoden benutzt, um an Versuchsteilungen den Einfluß der Gitterpolarisation aufzuklären. Es ist dabei gelungen, den Hertzschen Gitterversuch im Gebiet der sichtbaren Strahlung so einfach durchzuführen, daß er sich einem größeren Auditorium demonstrieren läßt, wie ich das gelegentlich in meinem Vortrag über „Die Prüfung, Leistung und Eigenschaft optischer Beugungsgitter"[10]) bereits getan habe. Es ließ sich sogar die Erscheinung mit Agfafarbenplatten festhalten.

Die soeben geschilderten Methoden gestatten nur eine qualitative Erfassung der Erscheinungen an Metallschliffen. Es ist in der Metallographie zu erstreben, daß die Gefügebestandteile durch die Messung der Reflexionsenergie bezw. der Doppelbrechung so zu kennzeichnen sind, daß darauf eine Analysenmethode gegründet werden kann. Dazu eignet sich in erster Linie die Methode von Königsberger zur Messung der Anisotropie mittels der Savartplatte. Die Savartplatte ist seit vielen Jahren bekannt[11]) und ist häufig bei totalen Sonnenfinsternissen zum Nachweis benutzt worden, ob das Licht der Corona polarisiert ist.[12]) Die optische Anordnung von Königberger ist in Abb. 4 dargestellt. Das Licht fällt durch das totalreflektierende Prisma 3 durch das Objektiv 2 auf den Schliff 1, wird dort reflektiert, tritt durch

---

[10]) Berliner Sitz. d. Ges. f. techn. Physik. 13. II. 1920.

[11]) B. J. Savart, Poggendorfs Ann. 1841; s. auch Müller, Poggendorfs Ann. 1835.

[12]) W. E. Pickering, The U. S. Naval Observatory Eclipse Expedition 1878; s. a. Lord Rayleigh, Astrophys. Journ.

das Planglas 4, das drehbar ist und dessen Stellung an der Skala ablesbar ist, und die Savartplatte 5 durch das Nikol 6 zur Fernrohrlinse 7, die zusammen mit Okular 8 ein auf Unendlich eingestelltes Fernrohr darstellen. Der Strahlengang von Königsberger hat noch einen wesentlichen Mangel, weil das Objektiv des Mikroskops nicht auf Unendlich abgeglichen ist. Nach meinen Versuchen ist das zum Auftreten der Savartstreifen dringend notwendig, da diese nur scharf und deutlich im parallelen Strahlengang erscheinen. Ich habe daher den in Abb. 5 gewählten Strahlengang gewählt, wenn ich die Streifen photographiere

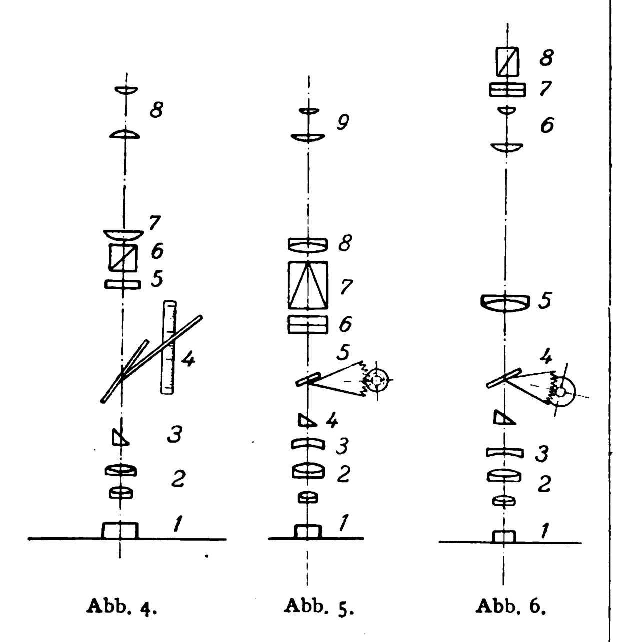


Abb. 4. Abb. 5. Abb. 6.

oder den Strahlengang der Abb. 6, wenn ich nur beobachte.

Das Licht tritt (s. Abb. 5) durch den Vertikalilluminator mit dem Prisma 4 durch die Correktionslinse 3, das Objektiv 2 zum Schliff 1 und zurück durch das Planglas 5, das fein einstellbar ist, die Savartplatte 6, das Ahrensprisma 7 zum Fernrohrobjektiv 8 und zum Projektions- oder Beobachtungsokular 9. Bei der Wahl des Strahlenganges der Abb. 5 sind jedoch noch Veränderungen des gewöhnlichen mikroskopischen Strahlenganges notwendig. Die geringsten Eingriffe erfordert der Strahlengang der Abb. 6, der meistens verwendet wird, wenn es sich um genaue Messungen handelt. Der Strahlengang ähnelt dem der Abb. 5 bis auf die Lage der Savartplatte; diese wird lediglich in einer besonderen Fassung auf das Okular des auf Unendlich eingestellten Mikroskops gesetzt und mit dem Beobachtungsnikol einem Glan-Thomson-Prisma zu einer Fassung vereinigt. Als Kompensator dient ein Berek-Kompensator, den die Firma E. Leitz-Wetzlar freundlichst zur Verfügung stellte. In demselben wurde das Kalkspatblättchen durch ein planparalleles Glasblättchen ersetzt. Die mechanische Ausbildung des Kompensators zeigt Abb. 7. Der Kompensator selbst wird in eine Schlittenführung, die drehbar ist, eingesetzt und als Zwischenstück unmittelbar hinter den Vertikalilluminator eingefügt. Über nähere Eingelheiten und die Messungen werde ich in einer besonderen

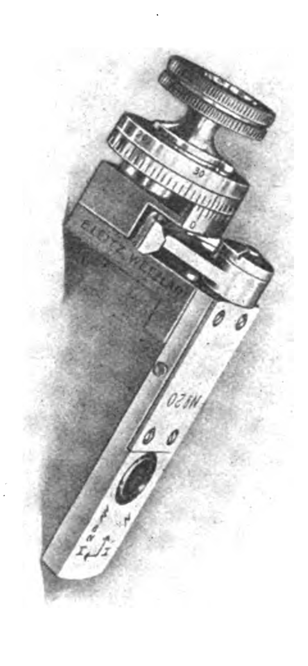


Abb. 7.

Arbeit berichten. Zum Schluß will ich noch das Photometer beschreiben, das in Vereinigung mit dem Metallmikroskop zu den Messungen der Reflexionskonstanten und der Anisotropie der Gefügeelemente benutzt wird. Das Metallmikroskop wird zu diesem Zweck überhaupt nicht mehr verändert. Der Strahlengang ist in Abb. 8 dargestellt. Das Licht fällt durch das Prisma 3 des Vertikalilluminators durch das Objektiv 2 auf den Schliff 1, dann wird ein Bild durch das Projektionsokular 4 von dem Bild des zu untersuchenden Gefügeelementes auf dem Kreuzspalt 5 entworfen, das Bild des Spaltes wird durch die Linse 6 parallel gemacht und tritt durch das Kalkspatrhomboeder. Die Spaltbreite wird so gewählt, das auf der Mattscheibe 9 oder in einem dahinter gestellten Hilfsmikroskop die beiden Bilder des Spaltes nebeneinander liegen, und nun wird der Nikol gedreht, bis die beiden Spaltbilder gleiche Helligkeit zeigen. Beim Einschalten einer 3,75 mm Quarzplatte (senkrecht zur Achse geschliffen) werden die Bilder farbig und die Ein-

stellung läßt sich leichter vornehmen. Über die Messungen dieser neuen Anordnung soll später näher berichtet werden.

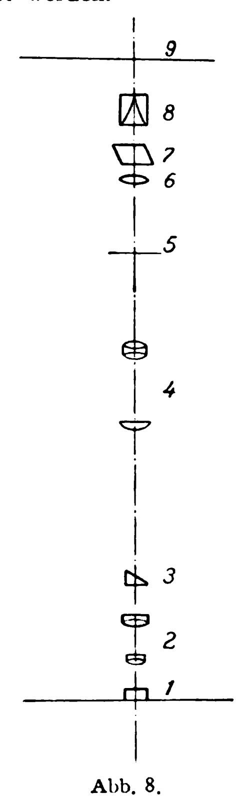


Abb. 8.

Zusammenfassung.

Es werden Instrumente und Arbeitsmethoden beschrieben, die es gestatten, bei Verwendung von polarisiertem Licht und bei teilweiser Einschaltung von besonderen Kristallplatten, die optischen Eigenschaften der Gefügeelemente bei metallographischen Arbeiten zu erkennen und zu messen gestatten.

(Eingegangen am 20. April 1924.)

Reißdiagramme von Senderöhren.[1])

Von H. Rukop.

(Mitteilung aus dem Röhrenlaboratorium der „Gesellschaft für drahtlose Telegraphie", vorgetragen auf der Jahrhundertfeier der „Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte" in Leipzig, Abteilung für Technische Physik, am 21. September 1922).

I. Bezeichnungen.

C	Kapazität
L	Selbstinduktion
R, r, ϱ	Ohmsche Widerstände
$\mathfrak{R}$	Scheinbarer Widerstand
B	Gleichspannungsquelle
$B_{\sim}$	Wechselspannungsquelle
E	Gleichspannung
I	Gleichstrom
I_s	Sättigungsstrom bezw. Emission
K	Kathode
A	Anode
G	Gitter
Tr	Transformator
M	Mikrophon
k	Rückkopplungskoeffizient
α	Durchgriff

Obengenannte Zeichen bedeuten dasselbe, wenn sie als Index verwendet werden, z. B.:

E_A Anodengleichspannung

II. Problemstellung und Definitionen.

In der Theorie der Schwingungserzeugung durch rückgekoppelte Senderöhren ist die Frage nach der jeweils erreichten Amplitude noch wenig beantwortet. Es ist experimentell bekannt, daß die Amplitude keineswegs mit einer der veränderbaren Größen linear läuft, ganz abgesehen von dem Erreichen eines Maximums. Vielmehr sind im Amplitudenverlauf Fehlstellen vorhanden, die insbesondere bei der Hochfrequenz-Telephonie mit selbsterregtem Röhrensender Störerscheinungen geben können, jedoch auch schon für Telegraphie wichtig sind. Unter Fehlstellen seien hier alle Fälle begriffen, in denen diskontinuierliche Amplitudenänderungen[2]), mehrdeutige oder veränderliche Zustände auftreten. Es sind mehrere Veröffentlichungen usw. vorhanden, in denen das genannte Amplitudenproblem behandelt wird, teils experimentell [H. G. Möller[3]), H. Rukop[4]), E. Mauz und I. Zenneck[5])], teils rechnerisch [H. G. Möller[3]), A. Blondel[6]), E. Appleton[7]), B. v. d. Pol[8]), G. Joos[9])]. Die Behandlung von H. G. Möller (Schwingkennlinienmethode) ist eine Darstellungsmethode zu nennen, die zur Ermittlung des Resultates drei verschiedene Operationen, eine messende, eine rechnerische und eine graphische braucht. Sie ist prak-

---

[1]) Die Arbeit ist eine Neubearbeitung der bereits in der Telefunken-Zeitschrift No. 31—35 erschienenen Untersuchung gleichen Titels. Die Schriftleitung.

[2]) Im strengsten Sinne treten natürlich keine diskontinuierlichen Amplitudenänderungen auf, denn die Kreise brauchen zur Änderung des Energieinhaltes endliche Zeiten, jedoch ändern sich die Dauerzustände resp. Gleichgewichtszustände diskontinuierlich. (Siehe später.)

[3]) H. G. Möller, Jahrb. Drahtl. Tel. **14** (1919), 336.

[4]) H. Rukop, Vortrag auf dem Naturforschertage in Nauheim Sept. 1920, dort als Diapositiv gezeigt.

[5]) E. Mauz u. J. Zenneck, Jahrb. Drahtl. Tel. **19** (1922) 256.

[6]) A. Blondel, C. R. **169** (1919), 943.

[7/8]) E. V Appleton u. B. van der Pol, Phil. Mag. **43** (1922), 177.

[9]) G. Joos, Jahrb. Drahtl. Tel. **20** (1922), 416.

tisch infolge der ungeheuren Mühe, die das Auswerten der Schwingkennlinien macht, sowie wegen der begrenzten Anwendbarkeit nicht ausreichend. Die Rechnung von A. Blondel geht von sehr engen Voraussetzungen aus und findet daher überhaupt keine Fehlstellen im Schwingungsgebiete. Eine rechnerische Behandlung dieser Fragen stößt auf erhebliche Hindernisse, wenn sie über das Primitivste hinausgehen und die fabelhafte Fülle von Erscheinungen einigermaßen erklären soll, und zwar einerseits wegen der Schwierigkeit, die Strom-Spannungsbeziehungen in der Röhre durch mathematische Ausdrücke genügend wiederzugeben, andrerseits wegen der mangelnden Integration dieser Ausdrücke, selbst wenn man solche gefunden hat, und schließlich wegen der hohen Ordnungen der Gleichungen.

Die vorliegende Abhandlung enthält über diese Amplitudenfragen bei selbsterregenden Röhrensendern experimentelles Material, welches an vielen Hunderten von Senderöhren und Schaltungsvariationen gesammelt ist; sie soll einerseits einen Überblick über die seltsamen Amplitudenerscheinungen, andrerseits daraus Lehren für die Dimensionierung von Senderöhren und Schaltungen geben. Die Messungen werden in einer bestimmten Art in Kurven und Flächen dargestellt, die sich als die geeigneteste für diesen Zweck herausgestellt hat, genannt „Reißdiagramme".

Zunächst ist zu sagen, daß alle Reißdiagramme als Abszissen die Gittergleichspannungen und als Ordinaten die Stromstärke der Hochfrequenz im Schwingungskreise aufweisen.

Die obengenannten Fehlstellen in den Reißdiagrammen zeigen bei Hochvakuumröhren die vollkommenste Konstanz bezw. Reproduzierbarkeit, so daß sie sich graphisch wiedergeben lassen. Sie sind lediglich durch die reguläre Form der Strom- und Spannungskurven und die davon abhängige Energielieferung bedingt, nicht etwa durch zufällige Entladungsschwankungen, wie ja solche bei Hochvakuumröhren außer Betracht zu lassen sind. Daher sind die Reißdiagramme auch von der Wellenlänge unabhängig, solange man nicht zu Extremen übergeht, die eine korrekte Einstellung des Senders erschweren. Jede Fehlstelle hängt mit der der benachbarten Koordinaten in einem festen Kurvenzug zusammen, so daß bestimmte Kurven der Fehlstellen entstehen, die gewisse definierte Gebiete (Flächen) einschließen.

Die Materie zwingt dazu, eine Anzahl neuer Definitionen und Ausdrücke einzuführen, die in den folgenden Zeilen genannt sind.

Es seien bei einem Röhrensender die bekannten wichtigen Größen: Emission, Anodengleichspannung, Gittergleichspannung, äußerer Widerstand, Rückkopplung betrachtet, und zwar seien zunächst zur Erklärung alle mit Ausnahme z. B. der Rückkopplung konstant gedacht, die Rückkopplung aber variabel, und zwar beliebig langsam variabel, so daß man stets Gleichgewichtszustände beobachtet. Es können dann verschiedenartige Erscheinungen auftreten. Die Rückkopplung sei z. B. anfangs so klein, daß der kritische Wert noch unterschritten ist, also noch keine Schwingungserzeugung eintreten kann. Wird die Rückkopplung nun gesteigert, so setzt in vielen Fällen die Schwingung mit unendlich kleiner Amplitude ein, die sich weiterhin kontinuierlich steigern und durch Zurückgehen mit der Rückkopplung eindeutig wieder verkleinern läßt. Die Bezeichnung hierfür lautet: die Schwingungen „folgen". Geht die Amplitude dagegen plötzlich von einem gewissen Wert diskontinuierlich auf einen höheren Wert, so heiße es: die Schwingungen „springen". Erfolgt dieses Springen sofort von Null an auf einen bestimmten Wert, so „springen die Schwingungen an". Es sei nochmals betont, daß hier immer die Gleichgewichtsamplitude gemeint ist, denn die momentane Amplitude kann nicht springen. Bei Verkleinerung der Rückkopplung tritt also, wenn die Schwingungen „folgen", eine kontinuierliche Verkleinerung der Amplitude ein. Jedoch fällt die Amplitude oft diskontinuierlich auf einen kleineren Wert, die Schwingungen „reißen". Fällt die Amplitude vollständig auf Null, so „reißen die Schwingungen ab". Reißen und Springen treten vorwiegend, aber nicht immer, an denselben Stellen auf, es sind Umkehrungen voneinander, die aber gegeneinander eine Hysteresis zeigen.

Alle Stellen (Kreisstromstärken), von denen aus das Springen zu einer höheren Amplitude stattfindet, liegen zusammenhängend auf Kurven, den „Springlinien", ferner liegen alle diese höheren Amplituden ebenfalls zusammenhängend auf Kurven, den zugehörigen „Scheitellinien". Ebenso liegen alle Reißstellen auf „Reißlinien" zusammen, und die Amplituden landen auf den zugehörigen „Fußpunktslinien". In allen vorliegenden Reißdiagrammen ist je eine Ausgangslinie (Reiß- oder Springlinie) mit ihrer zugehörigen Endlinie (Fußpunkts- oder Scheitellinie) in gleicher Strichart bezeichnet, immer Spring- und Scheitellinien punktiert, Reiß- und Fußpunktslinien gestrichelt, und zwar die Ausgangslinien stärker, die Endlinien schwächer. Reiß- und Springlinien sind also stark gezeichnet, Fußpunkts- und Scheitellinien schwach. Weggelassen sind alle solche Linien, wenn sie, was oft vorkommt, auf der Abszissenachse liegen.

Es kommen nun in den Diagrammen Gebiete (Flächen) verschiedenartiger Eigenschaften vor. Zunächst gibt es Gebiete, in denen die Schwingungen folgen, auch beim Aus- und Einschalten (Tasten usw.) immer eindeutig wieder mit derselben Gleichgewichtsamplitude einsetzen. Diese Gebiete sind senkrecht schraffiert gezeichnet. Ferner gibt es



Gebiete, in denen die Schwingungen zwar aufwärts und abwärts zu folgen scheinen, jedoch nach Aus- und Einschalten nicht wieder mit der gleichen Amplitude oder auch überhaupt nicht einsetzen. Diese Gebiete des „Nichteinsetzens“ sind wagerecht schraffiert. Schließlich kommen Gebiete vor, in denen überhaupt keine Gleichgewichtsamplituden existieren, und zwar sind das einerseits die Stellen, die überhaupt außerhalb des Diagrammgebietes liegen, andrerseits die beim „Reißen“ und „Springen“ übersprungenen Stellen, die jedoch öfters mit den erstgenannten außerhalb liegenden zusammenhängen. Diese Reiß- und Springgebiete sind weiß, also ohne Schraffierung, ebenso wie die außerhalb des Diagrammes liegenden Gebiete. Es ist eine später leicht zu verstehende Tatsache, daß diese Gebiete voneinander nicht etwa durch besondere Linien, sondern lediglich durch die genannten Reiß-, Spring-, Scheitel- und Fußpunktslinien getrennt sind.

Eine weitere Klasse von Fehlstellen, das „Pendeln“ (diagonal schraffiert), wird später beschrieben.

Es sei hier noch hinzugefügt, daß das Folgen der Schwingungen in zwei verschiedenen Arten erfolgen kann. Hier ist nämlich zu unterscheiden, ob die Röhre, wie wir uns ausdrücken wollen, sich „aufgeschwungen“ hat oder nicht, d. h., ob die Amplitude der Schwingungen zu einer ihrer beiden natürlichen Grenzen, der Stromgrenze oder der Spannungsgrenze (resp. im Zustande der besten Einstellung sogar zu beiden gleichzeitig) hochgestiegen ist, oder ob sie unterhalb beider Grenzen liegt. Dieser Zustand unterhalb beider Grenzen soll durch „weiche Schwingungen“, derjenige an einer der Grenzen oder an beiden durch „harte Schwingungen“ bezeichnet werden.

Ferner geschieht es oft, daß bei kontinuierlicher Änderung einer Größe sich die Amplitudenänderung umgekehrt, wie ja z. B. stets ein Amplitudenmaximum entsteht bei Änderung der Rückkopplung in einem Sinne. Diese Erscheinung ist auch unter das „Folgen“ zu rechnen, jedoch ist sie noch besonders klassifiziert (siehe weiter unten: „Rückseiten der Diagramme“).

Die Messung der Reißdiagramme geschieht insbesondere durch Ablesung des Hochfrequenzamperemeters, teilweise ist allerdings auch Beobachtung durch Hören mit Detektor und Überlagerer notwendig, resp. Oszillograph (Braunscher Röhre) wie weiter unten näher auseinandergesetzt wird.

Bei jeglichen Beobachtungen über Reißen, Nichteinsetzen usw. ist Grundbedingung, daß entweder Schwingungen der wahren eindeutigen Wellenlänge oder keine Schwingungen (d. h. Ruhestrom) vorhanden sind. Alle Fälle, in denen sehr kurze oder sehr lange parasitäre Wellen entstehen oder Umspringen in verschiedene Freiheitsgrade stattfindet, sind auszuscheiden.

III. Die Gitterreißdiagramme.

Unter den Gitterreißdiagrammen sind solche zu verstehen, bei denen es sich um Manipulationen im Gitterkreis handelt, also Änderung der Rückkopplung, der Gitterspannung sowie auch des Gitterwiderstandes.

A. Das Gitterspannungsdiagramm (Grunddiagramm).

Die Messung möge in einer Anordnung nach Abb. 1 stattfinden, die eine einfache übliche Rückkopplungsschaltung zeigt. Die Größen des Schwingungskreises L_1 C_1 R_1[10]) sowie die Anodenbetriebsspannung E_A (von B_A herrührend) sowie die Emmission I_S der Glühkathode seien bei einem

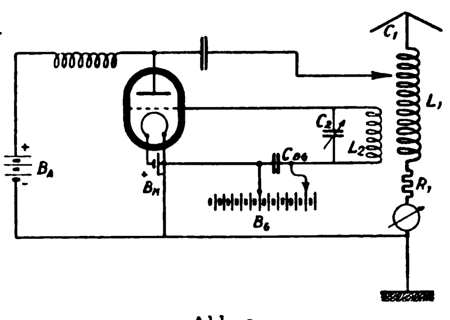


Abb. 1.

Diagramm konstant. Variabel sei die Gittergleichspannung E_G (herrührend von der Batterie B_G, die durch den großen Kondensator C_{BG} überbrückt ist) und die Rückkopplung k. Letzteres kann entweder durch die gegenseitige Induktion L_{12} geschehen oder auch durch die Abstimmung des Gitterkreises, beispielsweise durch ein variables C_2, sofern man darauf achtet, daß hierdurch die Wellenlänge der erregungsfähigen Schwingung nicht geändert wird. Hierfür ist es notwendig, die Einzelwelle des Gitterkreises L_2 C_2 stets kürzer als die des Anodenkreises, L_1 C_1 R_1 zu halten, und zwar kann man durch Variation von etwa $-5\,\%$ bis zu $-50\,\%$ oder ähnlich die Rückkopplung bequem und fein variieren. Wie die Erfahrung zeigt, sind die Diagramme unabhängig von der speziellen Schaltung der Rückkopplung, was auch durchaus naheliegend ist, da es sich hier ja nur um Energielieferungserscheinungen in Abhängigkeit von der Charakteristikenform handelt. Ausnahmen hiervon sind in ganz vereinzelten Fällen vorgekommen, und zwar nur bei starker Sekundärstrahlung des Gitters oder bei gewissen Rückkopplungen, die sehr gitterstromempfindlich sind. Damit man ein reines Spannungsdiagramm bei der Schaltung Abb. 1 erhält, ist darauf zu achten, daß kein hoher Gleichstromwiderstand

[10]) R_1 soll den gesamten Widerstand des Antennenkreises bezw. Schwingungskreises versinnbildlichen.



durch B_G etwa in Gestalt eines hochohmigen Spannungsteilers in den Gitterkreis eingebracht wird.

Zunächst soll das vollständige Diagramm beschrieben werden. In den späteren Figuren tritt dann eine Beschränkung auf die wichtigen Gebiete ein.

1. Auftragungsmethoden.

In einem Gitterspannungsdiagramm hat man es also mit zwei unabhängig Variablen, der Gittergleichspannung und der Rückkopplung, ferner der abhängigen Variablen, der Kreisstromstärke, zu tun. Demnach würde eine vollständige Darstellung ein räumliches Koordinatensystem verlangen. Jedoch ist es einerseits notwendig, andrerseits auch ausreichend, mit einem ebenen Koordinatensystem zu arbeiten, indem man die Gittergleichspannungen als Abszissen, die Kreisstromstärken als Ordinaten zeichnet. Die Rückkopplung kann dann in diese Fläche stets als Parameter einer Kurvenschar eingeführt werden, worauf man aber oft verzichten kann, wenn man sich an die Betrachtung der Diagramme gewöhnt hat. In einer solchen flächenhaften Darstellung ist ein Punkt aber nicht eindeutig, sondern im allgemeinen zweideutig, d. h. man hat zu derselben Gitterspannung zwei Zustände gleicher Kreisstromstärke, nämlich wie hier gleich vorausgeschickt werden soll, den Zustand der zu schwachen Rückkopplung und den der zu starken Rückkopplung, und nur im Falle der besten Rückkopplung hat man nur einen Punkt. Deswegen ist eine Trennung dieser beiden Zustände in der Darstellungsweise notwendig, damit keine Verwirrung im Diagramm eintritt. Eine solche Trennung ist aber leicht, wenn man zunächst die räumliche Darstellung genau betrachtet. Nimmt man hier als die beiden wagerechten Koordinaten Gitterspannung und Rückkopplung und als senkrechte die Kreisstromstärke, so besteht jedes Reißdiagramm aus einer zusammenhängenden kompliziert gestalteten Fläche, und zwar hat ein Reißdiagramm dann, wie die Messungen zeigen, stets die Form eines langgestreckten Gebirgszuges, der sich auf einer Ebene erhebt und mancherlei Abgründe und Überhänge enthält. Das wirkliche Diagramm ist die Oberfläche dieses Gebirgszuges. Seine Längsrichtung liegt etwa in der Richtung der Gitterspannungsachse, allerdings ist er gekrümmt und unregelmäßig geformt. Abb. 2, I, zeigt ein solches Diagramm, und zwar in der Darstellung eines Atlanten. Die Gitterspannungen sind wie geographische Längen, die Rückkopplungskoeffizienten wie geographische Breiten und die Kreisstromstärken wie Höhen in Niveaulinien eingetragen. Im folgenden werden die Reißdiagramme aber nicht so wie in Abb. 2, I dargestellt, sondern es wird der Gebirgszug einmal vom Süden, einmal vom Norden her betrachtet, so daß die Gitterspannungen die Abszissen, die Kreisstromstärken die Ordinaten werden. Man erhält dann zwei Teile des Diagramms, die gleichen Umriß haben, aber verschiedene Ansichten bieten. Die eine soll hier Vorderseite des Diagramms, die andere Rückseite genannt werden, und es ergibt sich zwanglos, daß man auf der Vorderseite die Zustände zu loser Rückkopplung, auf der Rückseite die zu

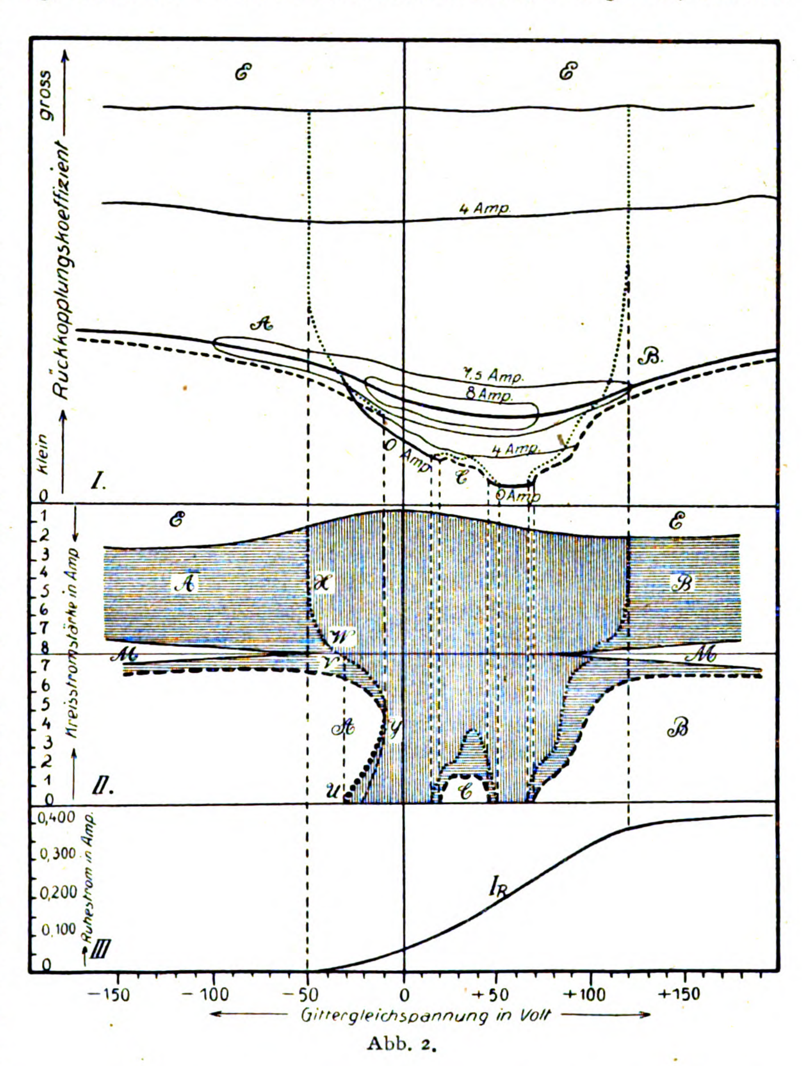


Abb. 2.

fester Rückkopplung unterbringt. Der Kamm des Gebirges enthält dann die optimale Rückkopplung für jede Gitterspannung. Die vorgenannte Doppeldeutigkeit jedes Punktes im Diagramm ist dann dadurch zu beseitigen, daß er entweder der Vorderseite oder der Rückseite zugeteilt ist. Ein ausnahmsweise mehrdeutiger Fall in dieser Beziehung ist gelegentlich vorgekommen, in dem dieser Gebirgszug noch eine Falte hatte, also nicht wie gewöhnlich den Querschnitt wie ein umgekehrtes V (Λ), sondern wie ein umgekehrtes W (ΛΛ). Hier waren also viele Punkte im Diagramm vierdeutig, ein Fall, der seinen Grund in besonders starker Sekundärstrahlung hatte und als Seltenheit ausgeschieden werden kann.

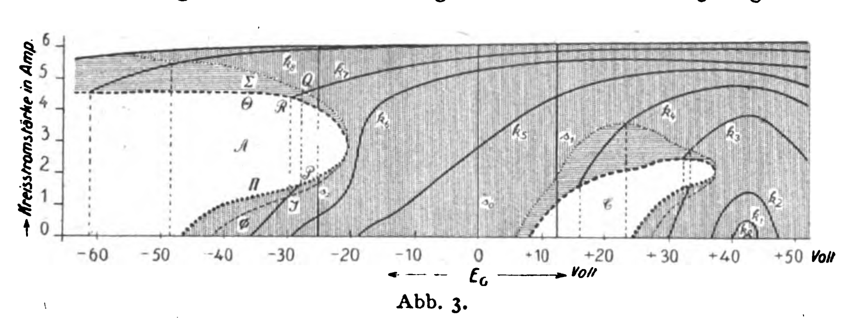


Abb. 3.

Abb. 2, II, zeigt nun ein vollständiges Gitterspannungsdiagramm, und zwar beide Seiten, die Vorderseite unten, die Rückseite oben, und zwar so aufgeklappt um die Mittellinie *M*, daß die beiden Kammlinien aneinanderliegen. Der Abszissenmaßstab ist gemeinsam, die Ordinatenmaßstäbe sind gleich, laufen aber entgegengesetzt. Die Abszissen sind zur Veranschaulichung ebenfalls gemeinsam mit denen der oben beschriebenen dreikoordinatigen Darstellung (Abb. 2, I) analog der in einem geographischen Atlas.

In denselben Abszissen ist ebenfalls der dazugehörige Ruhestrom (die Charakteristik der betr. Röhre bei der gleichen Betriebsspannung), das wichtigste Merkmal zur Systematisierung der Reißdiagramme, aufgetragen (Abb. 2, III).

2. Die Gliederung des Reißdiagramms.

Betrachtet man das Reißdiagramm vom Standpunkte der Energielieferung durch die Charakteristik, so würde man leicht eine Symmetrie des Diagramms um eine Achse erwarten, die durch die Mitte der Charakteristik gehend senkrecht auf der Abszissenachse steht, da die Charakteristik selbst einen symmetrischen Eindruck macht. Jedoch ist eine solche Symmetrie äußerst selten, meist nur ganz im Groben vorhanden. Es bestehen aber große Ähnlichkeiten zwischen allen Reißdiagrammen, daneben einige auffallende teils systematisch verfolgbare, teils in ihren Gründen noch nicht festgestellte Verschiedenheiten. Vor dem Diagramm Abb. 2, II, soll zunächst die Abb. 3 erklärt werden, welches einen kleineren Teil, allerdings den wichtigsten aus der Vorderseite des Diagramms einer anderen Röhre darstellt[11]. Hier ist bei 0 Volt das Diagramm rein, die Schwingungen folgen. Bei negativen Gitterspannungen zeigt sich ein auffallender Fehlstellenbereich, *A* genannt. Das Verhalten der Schwingungen in ihm ist am besten kenntlich durch die in Abb. 3 eingezeichneten Linien konstanter Rückkopplung, nämlich k_0 k_1 k_2 k_3 . . . usw. Von diesen gezeichneten stellt k_0 die schwächste Rückkopplung vor, k_1 k_2 . . . usw. fortschreitend stärkere. Auf einer solchen Linie bewegt man sich also, wenn man bei konstanter Rückkopplung die Gittergleichspannung ändert[12]. Demnach sind diese Linien gleichzeitig Telephonielinien bei der Methode des Einbringens von Gittersprechspannungen (siehe z. B. Abb. 4). Andererseits gibt es auch Gittertelephonieschaltungen, bei denen die Gitterspannung kon-

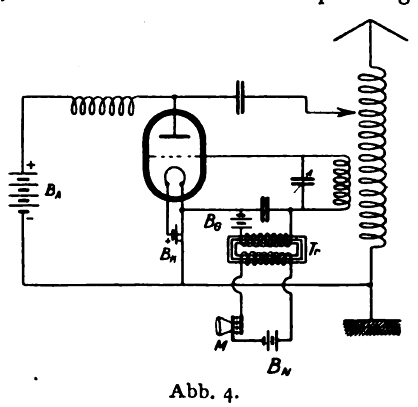


Abb. 4.

stant bleibt, dagegen die Rückkopplung geändert wird (z. B. Abb. 5, bei der das Mikrophon nur als veränderlicher Widerstand für die Hochfrequenz im Gitterkreis wirkt). Bei einer solchen Schaltung sind die Telephonielinien nur Senkrechte auf der Achse, z. B. s_0 s_1 s_2 . . . usw. Im Fehlbereich *A* zeigen die Telephonielinien nun einen recht unangenehmen und für die Sprachwiedergabe verderblichen Verlauf. Z. B. die Tele-

[11]) Bei allen diesen Gitterdiagrammen, bei denen nicht ausdrücklich etwas anderes gesagt ist, soll der äußere Widerstand (oft die Anodenkopplung genannt) optimal für die größte Leistung, resp. wie es in der Praxis geschieht, fast unmerklich größer eingestellt sein.

[12]) Unter geänderten Gittergleichspannungen sind auch die im Vergleich zu Hochfrequenz langsamen Wechselspannungen, die durch Mikrophone eingebracht werden, zu verstehen (Telephonie).



phonielinie k_7 verläuft von Null an zunächst folgend, bis sie bei P eine Springlinie Π erreicht und dort zum Punkte Q der Scheitellinie Σ hochspringt. Von hier ab verläuft sie folgend. Beim Abwärtsgehen überschreitet sie ohne Zwischenfall dieselbe Scheitellinie, reißt aber im Punkte R der Reißlinie Θ herunter auf T in der Fußpunktlinie Φ, und verläuft von hier ab wieder folgend in der alten Spur. Auffallend verhalten sich die Schwingungen aber in dem Gebiete zwischen der Scheitellinie Σ und der Reißlinie Θ, sie setzen hier nämlich nach Ausschalten nicht auf den alten Wert wieder ein, sondern bleiben, wie man nach kurzer Überlegung einsehen wird, im Gebiete zwischen der Fußpunktslinie Φ und der Springlinie Π stehen. Diese beiden Gebiete sind nämlich einander zugeordnet, je ein Punkt aus dem einen entspricht einem Punkt aus dem andern, sie haben gleiche Gitterspannung und gleiche Rückkopplung. Beim Anschwingen bleibt die Amplitude daher im unteren Gebiete stehen, da die Springlinie ja nicht erreicht wird. Hier ist also eine Erscheinung vollständiger Hysteresis vorhanden. Einen sehr ähnlichen Verlauf erhält man, wie man leicht an dem Bild ablesen kann, wenn man bei konstanter Gitterspannung (Linie s_2) die Rückkopplung ändert, es treten dann beim Passieren der Linien Φ, Π, Θ, Σ ähnliche Sprünge usw. auf. Dieser Bereich A mit dem nach rechts vorspringenden Bogen ist das wichtigste Element in den Diagrammen. Ein zweiter auch recht wichtiger Bereich C liegt (Abb. 3) bei kleinen positiven Gitterspannungen. Er enthält eine Anspring- und eine Wegreißlinie, mit den dazugehörigen Gebieten, zwischen beiden Linien wieder ein Nichteinsatzgebiet. Die Spannungstelephonielinien (also Linien konstanter Rückkopplung) haben in diesem Gebiete den Verlauf wie k_3 oder k_4. In Abb. 3 ist der Ruhestrom der Röhre so gelegen, daß seine steilste Stelle, sein Wendepunkt bei noch positiveren Gitterspannungen liegt, als Bereich C. Es läßt sich leicht einsehen, wie es u. a. auch in der Abhandlung von F. Joos abgeleitet ist, daß im Wendepunkt des Ruhestromes die Schwingungen am leichtesten einsetzen, d. h. die geringste Rückkopplung brauchen, resp. bei bestimmter Rückkopplung am weitesten hochsteigen. Dementsprechend haben alle Telephonielinien konstanter Rückkopplung, wenigstens die ganz auf der Vorderseite liegenden, ein Maximum in der Nähe des Wendepunktes, wenn auch nicht genau in ihm. Die Telephonielinien k_0 k_1 k_2 usw. zeigen dies deutlich, und wie sich leicht einsehen läßt (vergl. auch E. Mauz und J. Zenneck, ferner F. Joos), wäre es deshalb zur Telephonie ungeeignet, den Ausgangspunkt der Telephonie in den Wendepunkt verlegen zu wollen. Dagegen ist im Wendepunkte die Rückkopplungstelephonie durchaus anwendbar (z. B. Abb. 5). Man wird leicht der Ansicht sein, daß bei Rückkopplungsänderung im Wendepunkt der Charakteristik die Schwingungen vollständig folgen müssen und weder reißen noch springen dürfen. Dies zeigt zwar Abb. 3, aber das ist keineswegs ein allgemein gültiges Resultat. Hierüber wird später noch gesprochen.

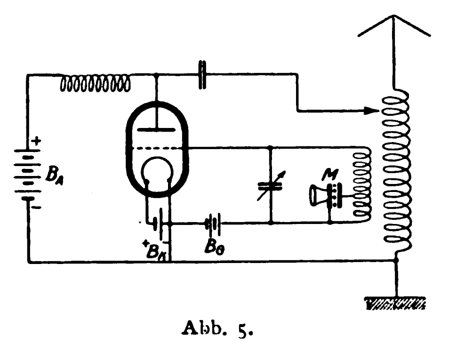


Abb. 5.

Bei ganz positiven Gitterspannungen, die schon in der Sättigung der Charakteristik liegen, findet sich immer ein großer, wenn auch nicht ähnlicher, so doch zu A homologer Bereich, B genannt, der in Abb. 3 nicht mehr eingezeichnet ist. Dagegen ist er in Abb. 2, II, zu sehen, und sowohl A als auch B reichen je nach links und rechts ins Leere, d. h. es liegen keine Schwingungsgebiete mehr hinter ihnen. Wir wollen nun die prinzipielle Lage der Reiß-, Spring- usw. Linien an Abb. 2, II, vollständig verfolgen. Von $E_G = 0$ nach negativen Werten hin ist das Verhalten der Schwingungen ebenso, wie es für Abb. 3 auseinandergesetzt wurde. Nachdem bei der Spannung $E_G = U$ die Schwingungen aufgehört haben mit kleiner Amplitude einzusetzen, beginnen sie fortan auf der Anspringlinie bei V. Diese Linie geht nach noch negativeren Spannungen hin sehr bald auf die Rückseite des Diagramms über, bei W. Dies bedeutet, daß man zum Einsetzen der Schwingungen die Rückkopplung erst übernormal machen muß, dann nach Einsetzen aber durch schwächere Rückkopplung auf das Maximum der Leistung gelangt. Weiterhin (X) biegt aber die Anspringlinie scharf um und überschreitet gewisse negative Spannungen überhaupt nicht. Dies bedeutet, daß von gewissen negativen Gitterspannungen an die Röhre selbst bei noch so fester Rückkopplung nicht mehr einsetzt. Es ist sowohl experimentell zu sehen als leicht zu verstehen, daß diese Grenze identisch ist mit derjenigen, an welcher der Ruhestrom gerade auf Null angelangt ist. Bestehen können Schwingungen allerdings bis zu weitaus viel negativeren Gitterspannungen, ja man findet da experimentell kaum eine Grenze dieses nicht einsetzenden aber sonst folgenden Bereiches nach links hin. Er ist von einer Reißlinie auf der Vorderseite und einer wenig bestimmten Linie auf der Rückseite

eingefaßt. Diese Linie auf der Rückseite begrenzt gleichzeitig den Fehlbereich *E*, der allerdings nicht als objektiv vorhanden anzusehen ist, vielmehr durch die Unstimmigkeiten bei der dort notwendigen sehr festen Rückkopplung vorgetäuscht wird. Er macht sich dadurch bemerkbar, daß man in ihn nicht eindringen kann, da man experimentell die Rückkopplung nicht über eine gewisse Größe bringen kann, resp. dann unsaubere Verhältnisse bekommt. Dieser Bereich *E* zieht sich auf der ganzen Rückseite bis zu sehr positiven Gitterspannungen hin, ist aber ganz unwichtig. Der Bereich *B* bei sehr positiven Spannungen zeigt wie schon gesagt, gewisse Ähnlichkeit mit *A*, er hat ebenso eine Einsatzlinie, die gewisse positive Spannungen nicht überschreiten kann, und zwar den Sättigungspunkt der Charakteristik (des Ruhestromes). Ebenfalls aber hat er einen rechts ins Weite gehenden Nichteinsetzbereich, in dem Schwingungen aber existieren können, eingefaßt von einer Reißlinie auf der Vorderseite und dem genannten zweifelhaften Fehlbereich *E* auf der Rückseite. Die maximal erreichbare Stromstärke im Kreis ist, wie man sieht, recht wenig abhängig von der Gittergleichspannung, sie nimmt nach stark positiven und stark negativen Spannungen nur sanft ab. Nicht jede Röhre gestattet die Messung der positiven Seiten des Diagramms, insbesondere Röhren von großen Leistungen nicht aus Erwärmungsgründen.

Zwischen den Bereichen *A* und *C* findet sich öfters noch ein kleiner Bereich *D*; wofür später Beispiele angeführt werden. Ferner kann man oft den Bereich *C* von einem oder mehreren nach positiven Spannungen hin zwischen *C* und *B* liegenden Fehlbereichen (*F*, *G*, *H* . . .) begleitet finden. Auch Zusammenhängen der einzelnen Bereiche kommt vor.

Bei der Mehrzahl der untersuchten Röhren war der Bereich *D* nicht feststellbar vorhanden, dagegen immer *A* und *C*, ebenso *B*, von denen uns für die Praxis hauptsächlich *A* und *C* interessieren. Es ist eigentlich die Notwendigkeit für die Existenz von *C* nicht ersichtlich, dagegen unbedingt die der Existenz von *A* und *B*.

(Fortsetzung folgt.)

Über die Bestimmung der wahren Temperatur undurchsichtiger diffus reflektierender Körper.

(Mitteilung der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung.)

Von M. Pirani
nach gemeinsam mit K. Conrad angestellten Versuchen.

Die Schwierigkeiten der Messung der wahren Temperatur nicht schwarzer Körper sind zu bekannt, als daß es notwendig wäre, an dieser Stelle näher darauf einzugehen.[1])

Folgendes einfache auf Messung des Reflektionsvermögens beruhende Verfahren kann verwendet werden, um die wahre Temperatur von an Luft beständigen Körpern, insbesondere von Oxyden, bis zu Temperaturen von etwa 1800° abs. zu messen.

Man projiziert das Bild einer glühenden Fläche, z. B. der Anode einer Wolfram- oder Kohlebogenlampe, auf eine mit Magnesiumoxyd geweißte Platte (hergestellt durch Verbrennen von Magnesium, Reflexionsvermögen 95 %[2]) und bestimmt die Flächenhelligkeit der Platte an der Stelle, wo sich das Bild befindet, durch Messung ihrer scheinbaren Temperatur mit einem Holborn-Kurlbaum-Pyrometer. Nun ersetzt man die Magnesiumplatte durch eine Platte aus dem Material, welches man untersuchen will, und kann dann aus der sich ergebenden Flächenhelligkeit das Reflexionsvermögen des betreffenden Materials berechnen. Dabei ist es gleichgültig, ob das Material kalt oder glühend ist. Ist seine Temperatur sehr hoch, so macht sich außer der reflektierten Strahlung noch die Eigenstrahlung (errechnet aus der Flächenhelligkeit ohne Bild) bemerkbar. Diese Eigenstrahlung muß natürlich von der gemessenen Strahlung in Abzug gebracht werden.

Bei der Ausführung des Verfahrens ist auf folgendes zu achten:

Die Fläche muß vollständig diffus reflektierend sein. Davon überzeugt man sich am besten durch Messung der scheinbaren Temperatur in verschiedenen Winkeln. Ist die Reflexion nicht ganz diffus, so muß man die Abhängigkeit der Reflexion von dem Reflexionswinkel bestimmen („Indicatrix" aufnehmen) und nach Art des Rousseauschen Diagramms die mittlere Flächenhelligkeit für diffuse Strahlung berechnen. Wie festgestellt wurde, sind Magnesiumoxyd-Blak und Preßkörper aus feinen Pulvern von Magnesiumoxyd, Aluminiumoxyd, Chromoxyd usw. mit genügender Annäherung[3]) als diffus reflektierend zu betrachten.

Nach dieser Methode wurde das Reflexionsvermögen von Chromoxyd zu 15 % ± 5 % für die Wellenlängen 650 und 550 $\mu\mu$ und in einem Temperaturbereich von 1000—1600° abs. bestimmt. (Kalt 17 % ± 5 %.)

Für Al_2O_3 bei 650 $\mu\mu$ ergaben sich an verschiedenen Stücken im Mittel Reflexionswerte von

---

[1]) Vgl. F. Henning, Die Grundlagen, Methoden und Ergebnisse der Temperaturmessung. Braunschweig 1915, 187 ff.

[2]) F. Henning u. W. Heuse, Zeitschr. f. Phys. **10** (1922), 111.

[3]) Beobachtungen in Winkeln von 5—50° Abweichung von der Normalen ergeben bei Chromoxyd maximal ± 3 % und selbst bei dem weißen Al_2O_3 nur höchstens ± 6—8 % Unterschied im Absorptionsvermögen.

86 % ± 5 %, die sich innerhalb der Versuchsfehler bei Temperaturen zwischen 1100—1600° abs. als nur wenig veränderlich erwiesen. Auf Grund des Wertes bei Zimmertemperatur ergibt sich ein geringer Abfall des Reflexionsvermögens mit der Temperatur, der sich auf 5 % belaufen dürfte. Bei 550 $\mu\mu$ ergab sich das Reflexionsvermögen zu 82 % ± 5 %.

Die angeführten Werte sind nicht ohne weiteres als Materialkonstanten aufzufassen, da das Reflexionsvermögen bekanntlich von der Körnung abhängt, und zwar so, daß feinkörnigeres Material ein größeres Reflexionsvermögen besitzt.[4]) Dies läßt sich z. B. zeigen, wenn man an einer kalten Platte einen Niederschlag von sehr fein verteiltem Chromoxyd durch Einführen von Chromylchloriddämpfen in eine Wasserstoffflamme herstellt. Der Niederschlag sieht dann ursprünglich weiß mit einem schwachen Stich ins Grünliche aus und wird durch Glühen unter deutlicher Vergröberung der Struktur durch Rekristallisation allmählich dunkelgrün.

Die oben angeführten Werte beziehen sich auf verhältnismäßig gut reproduzierbare Chromoxydkörper, die in folgender Weise hergestellt wurden:

Käufliches grünes Chromoxyd wurde zu Stäben von 12 mm Breite und 5—7 mm Dicke unter einem Druck von 900 kg/cm² gepreßt und bei 1350° C. eine Stunde lang geglüht. Die Stäbe sahen dann dunkelgrün bis grau aus.

Da, wie erwähnt, das Absorptionsvermögen des Chromoxyds im sichtbaren Gebiet sehr hoch ist und sich mit der Temperatur nicht merklich ändert, so ist Chromoxyd gut geeignet, um als Vergleichskörper bei einer im Prinzip schon früher angegebenen Methode[5]) zur Messung des Reflexionsvermögens zu dienen, nämlich indem man es als Einsatzkörper benutzt (am besten kleine Stäbchen von 1—2 mm Durchmesser und 2—3 mm Länge), die man in den Körper, welchen man untersuchen will, z. B. ein Aluminiumoxydstück, so einsetzt, daß sie genau mit der Oberfläche abschließen. Man kann das Chromoxyd, da es einen sehr hohen Schmelzpunkt hat und chemisch schwer reagiert, bis zu Temperaturen von etwa 1900° C als Einsatzkörper verwenden. Dieser Versuch wurde mit Aluminiumoxydstäben, die mittels einer Gebläseflamme erhitzt wurden, gemacht, und es wurden innerhalb der Versuchsfehler die gleichen Resultate gefunden wie nach der Reflexionsmethode.

Die Einsatzmethode ist in vieler Beziehung noch bequemer als die Reflexionsmethode, da durch sie die Bestimmung der wahren Temperatur auf nur zwei Messungen mit dem Holborn-Kurlbaum-Pyrometer zurückgeführt wird.

[4]) F. Skaupy, Der durchsichtige Selektivstrahler als Leuchtkörper. Zeitschr. f. Phys. 12 (1922), 177—183.

[5]) Verh. d. Dtsch. phys. Ges. 1911, 29.

Zusammenfassung.

Es wird eine Methode zur Messung des Reflexionsvermögens bei hohen Temperaturen angegeben und an Hand der am Chromoxyd damit gewonnenen Resultate der Anwendungsbereich einer früher angegebenen Methode erweitert.

(Eingegangen am 28. April 1924.)

Über die Strahlung der Feuergase und ihre praktische Berechnung.

Von A. Schack.

Die Beobachtungen der Praxis zeigen, daß glühende Verbrennungsgase im allgemeinen weit höhere Wärmeübergangszahlen haben als dieselben Gase unter sonst gleichen Verhältnissen bei gewöhnlicher Temperatur.[1]) Beachtet man hierbei, daß die Theorie des konvektiven Wärmeübergangs von Nusselt[2]) bei gleichbleibender Strömungsgeschwindigkeit im allgemeinen eine Abnahme der konvektiven Wärmeübergangszahl mit wachsender Temperatur verlangt, so liegt der Schluß nahe, daß die in Wirklichkeit beobachtete Steigerung der Wärmeübergangszahl auf steigenden Einfluß der Strahlung der Feuergase mit der Temperatur zurückzuführen ist. Da reine Luft von den Strahlen des in Frage kommenden Spektralbereichs nichts absorbiert, kann nur der Kohlensäure- und Wasserdampfgehalt der Feuergase Träger der Strahlung sein. In der Tat haben diese Gase ein ausgedehntes Absorptionsspektrum, so daß man an Hand des Kirchhoffschen Strahlungsgesetzes eine nicht unbeträchtliche Strahlung dieser Gase voraussetzen darf. Da die Strahlung ganz anderen Gesetzen folgt als die Konvektion, so ist es — einen erheblichen Einfluß der Strahlung vorausgesetzt — unmöglich, die Wärmeübergangszahl durch einen einzigen Ausdruck darzustellen, der dazu noch durch Messungen bei niedrigen Temperaturen gewonnen ist. Eine einigermaßen extrapolationsfähige Formel für die Wärmeübergangszahlen muß daher zwei Summanden enthalten, von denen der eine die Wärmeübergangszahl durch Konvektion, der andere die durch Strahlung darstellt.

Die folgenden Ausführungen sollen einen Weg anzeigen auf dem es gelingen könnte, der Erscheinung der Gasstrahlung Herr zu werden und den eben genannten zweiten Summanden, den Strahlungsanteil in der Wärmeübergangszahl zu finden.

Es handelt sich im wesentlichen darum, zu bestimmen, nach welchen Gesetzen die Strahlung eines Gaskörpers sich mit der Temperatur, der Zusammensetzung, dem Zustand und der Gestalt ändert.

[1]) Hierüber siehe Mitteilung 51 der Wärmestelle Düsseldorf (Verein Deutscher Eisenhüttenleute). „Die Anwendung der Gesetze des Wärmeübergangs und der Wärmestrahlung auf die Praxis" von Alfred Schack und Kurt Rummel.

[2]) Habilitationsschrift, Dresden 1909, „Der Wärmeübergang in Rohrleitungen".

Einfluß der Temperatur.

Gegeben sei ein absolut schwarzer leerer Hohlraum im Temperaturgleichgewicht. Das Flächenelement dF seiner Wände strahlt dann eine bestimmte Energie aus, die es von den Wänden des Hohlraumes in vollkommen gleicher Menge zurückerhält. Daher ist die Strahlung, die die Wände eines Hohlraumes nach dem Wandelement dF hinstrahlen, gleich der Strahlung dE, die dF nach dem Stefan-Boltzmannschen bzw. Planckschen Strahlungsgesetz aussendet. Jetzt fülle sich der Hohlraum bei unverändertem Temperaturgleichgewicht mit einem Gas, das die Energiemenge dA im Wellenbezirk von λ bis $\lambda + d\lambda$ nach dem Absorptionsgesetz absorbiere. Dann strahlt nach wie vor dF den Betrag dE aus, erhält aber nur den Betrag $dE - dA$ von der übrigen Hohlraumoberfläche zurück. Da nach dem zweiten Hauptsatz keine Temperaturdifferenzen entstehen dürfen, so muß demnach der Gaskörper selbst den Betrag dA nach dF hinstrahlen, womit das Kirchhoffsche Gesetz ausgedrückt ist. Der Gaskörper strahlt also bei Temperaturgleichgewicht denselben Betrag nach dF hin, den er von der Strahlung von dF absorbiert. Steigt nun die Temperatur des Hohlraumes, so hat nach Erreichung des Gleichgewichts die Strahlung von dF im Bezirk $d\lambda$ nach dem Planckschen Strahlungsgesetz zugenommen. Da nach dem Absorptionsgesetz der Absolutbetrag der Absorption direkt proportional der ursprünglichen Intensität des absorbierten Strahles ist, und sich weder an der Richtung noch an der Länge oder dem Stärkeverhältnis der einzelnen Strahlen etwas geändert hat, so muß die Absorption dA direkt proportional der Strahlung von dF, also nach dem Planckschen Strahlungsgesetz an der Spektralstelle λ zunehmen. Da nach dem oben Gesagten dA gleichzeitig die Strahlung des Gaskörpers nach dF sein muß, so strahlt also ein Gaskörper (von beliebiger Ausdehnung) nach dem Oberflächenelement dF eine Energie, die nach dem Planckschen Strahlungsgesetz zunimmt. Voraussetzung hierbei ist, daß sich die absorbierenden Eigenschaften, also besonders Breite und Intensität der Absorptionsstreifen mit der Temperatur nicht ändern und keine andere als Temperaturstrahlung auftritt. Diese Bedingungen sind nach Untersuchungen Paschens[3]) u. a. nur annähernd erfüllt. In neuerer Zeit wiesen Eva von Bahr[4]) und H. Schmidt[5]) nach, daß die Absorption mit steigender Temperatur bei konstantem Druck wenigstens bis 900° C zunimmt. Wir werden im folgenden diese Zunahme vernachlässigen und infolgedessen aus den darauf aufzubauenden Formeln Mindestwerte unter der Bedingung erhalten, daß die Absorption bei höheren Temperaturen als 900° C nicht wieder abnimmt. Daß die Größenordnung der Absorption bei hohen und niedrigen Temperaturen dieselbe ist, geht aus den Untersuchungen Paschens hervor. Paschen leitete bereits mit Hilfe des Kirchhoffschen Gesetzes das Gesetz ab, daß die Strahlung von der Wellenlänge λ einer unendlichen starken Gasschicht so zunimmt wie die Strahlung des schwarzen Körpers von derselben Wellenlänge, d. h. nach dem Planckschen Strahlungsgesetz.

Einfluß der Gaszusammensetzung und des Zustandes.

Hier ist die Hauptfrage, ob der Strahlenweg s denselben Einfluß auf die Absorption ausübt wie der Partialdruck p des absorbierenden Gases, also ob man das Absorptionsgesetz in der Form

$$J = J_0 \cdot e^{-k \cdot p \cdot s} \tag{1}$$

schreiben kann, wobei J_0 die Anfangsintensität, J die Intensität des Strahles nach Durchlaufen des Weges s und k die Absorptionszahl des Gases ist. Es entsteht dabei die Frage, ob dieser vergrößerte Abstand der absorbierenden Moleküle vielleicht dadurch eine Änderung der Absorption hervorruft, daß ein divergent vorausgesetzter Strahl auf seinem Wege von einem Molekül zum anderen infolge des Entfernungsquadratgesetzes eine Schwächung erleidet. Man könnte glauben, daß die Absorption dadurch beeinflußt wird, da ja der von jedem Molekül absorbierte Betrag nach dem Absorptionsgesetz proportional der ankommenden Energie ist. Es müßte dann die Absorption einer Gasmenge, in der der Strahl die gleiche Molekülzahl mit den gleichen absorbierenden Eigenschaften berührt, kleiner ausfallen, wenn der Partialdruck des absorbierenden Gases klein und der Strahlenweg groß ist, als umgekehrt. Diese Frage läßt sich durch Rechnung mit Hilfe der Überlegung entscheiden, daß dann der Exponent im Absorptionsgesetz verschieden ausfallen muß, je nachdem man parallele oder divergente Strahlen voraussetzt. Die Rechnung ergibt für die nach Durchlaufen des Weges s in einem Gas von der Absorptionszahl k und dem Partialdruck p ankommende Intensität eines divergenten Strahls:

$$J = \frac{J_0}{s^2} e^{-kps}. \tag{2}$$

Wie ein Vergleich mit (1) zeigt, ist hier der Exponent unverändert geblieben, und nur die gewöhnliche Abnahme der Intensität nach dem Entfernungsquadratgesetz kommt zum Ausdruck.

---

[3]) F. Paschen, Über die Emission der Gase. Ann. d. Phys. **51** (1894), 1.

[4]) E. v. Bahr, Über den Einfluß der Temperatur auf die ultrarote Absorption der Gase. Ann. d. Phys. **38** (1912), 206.

[5]) H. Schmidt, Über Emission und Absorption erhitzter Kohlensäure. Ann. d. Phys. **42** (1913), 415.

Daraus folgt, daß im Gegensatz zu der eben geschilderten Möglichkeit die Entfernung der absorbierenden Moleküle voneinander ohne Einfluß ist, wenn die absorbierenden Eigenschaften der einzelnen Moleküle dieselben bleiben. Obwohl dieses Ergebnis wohl nicht selbstverständlich ist, ist es doch bereits stillschweigend bei allen den Absorptionsmessungen vorausgesetzt worden, die sich divergenter Strahlen bedienten.

Es ergibt sich damit, daß p und s in (1) oder (2) vertauschbar sein müssen, wenn die absorbierenden Eigenschaften der vom Strahl getroffenen Moleküle bei Veränderungen von p sich nicht ändern. Sie werden sich voraussichtlich nicht wesentlich ändern, wenn der Gesamtdruck bei Veränderungen des Partialdrucks p durch Hinzufügung von nicht absorbierendem Gas erhalten bleibt. Diese Überlegung wird in vollkommener Weise durch die Untersuchungen von E. v. Bahr[6]) und G. Hertz[7]) bestätigt. Danach hat zwar der Gesamtdruck einen erheblichen Einfluß in der Weise, daß die Absorptionszahl mit steigendem Gesamtdruck zunimmt, aber bei konstantem Gesamtdruck ist der Partialdruck p und der Strahlenweg s beliebig vertauschbar, wobei es sogar fast ganz gleichgültig ist, durch welches neutrale Gas der Gesamtdruck konstant gehalten wird.

Einfluß der Gestalt und Größe des strahlenden Gaskörpers.

Eine Methode zur Berechnung der Strahlen von Gaskörpern liefert das oben angestellte Gedankenexperiment mit dem schwarzen Hohlraum. Danach strahlt ein Gaskörper dieselbe Energie nach dem Flächenelement dF seiner Oberfläche, die er von der Strahlung, die von der übrigen Hohlraumoberfläche nach dF geht, absorbiert. Man findet danach die Strahlung, die ein Gaskörper nach einem Flächenelement dF seiner Oberfläche sendet, dadurch, daß man die Differenz zwischen der Strahlung bildet, die ohne Absorption von den Begrenzungsflächen nach dF geworfen wird und der Strahlung, die nach Absorption nach dF gelangt.

Am einfachsten läßt sich mit dieser Methode die Strahlung berechnen, die eine Gaskugel nach ihrer Oberfläche F sendet. Diese Strahlung ist im Wellenlängenbezirk $d\lambda$

$$E_{\lambda\,\mathrm{Gas}} = E_{0\lambda} \cdot F \cdot \left(1 - \frac{2}{k^2 p^2 d^2} + \frac{2}{kpd} e^{-kpd} + \frac{2}{k^2 p^2 d^2} e^{-kpd}\right) \mathrm{WE/st.} \quad (3)$$

Hierbei ist $E_{0\lambda}$ die durch das Plancksche Strahlungsgesetz gegebene Strahlung der Flächeneinheit des schwarzen Körpers von der Gastemperatur im Bereich $d\lambda$, k die für die Wellenlänge λ geltende Absorptionszahl, p der Partialdruck des absorbierenden Gases und d der Durchmesser der Gaskugel.[8]) Die Hauptschwierigkeit bei der Anwendung der Formel 3 liegt in der Bestimmung der Absorptionszahl k; hierauf kommen wir noch ausführlich zurück.

Wichtiger als die Strahlung der Gaskugel ist die des Gasparallelepipedons. Auch hier führt der genannte Weg zum Ziele. Die Gesamtstrahlung nach dem Oberflächenpunkt dF des Gasparallelepipedons errechnet sich hier als die Summe der Strahlungen, die die einzelnen Gaspyramiden nach dF senden, deren Spitze von dF und deren Grundflächen von den Seitenflächen, Boden und Decke des Parallelepipedons gebildet werden. Danach gibt es im allgemeinen fünf Pyramiden, die nach dF strahlen. (Die Pyramide, auf deren Grundfläche dF liegt, verschwindet.) Die Formel, die sich für die Strahlung jeder einzelnen Pyramide ergibt, ist außerordentlich lang und verwickelt; wir müssen daher hier der Kürze halber von einer Wiedergabe der Formeln absehen, werden aber weiter unten auf Grund dieser Formeln ein Annäherungsverfahren zur Berechnung der Strahlung von beliebigen Gaskörpern liefern.

Über die Absorptionszahl k.

Die Absorption und demnach auch die Emission eines jeden Gases zerfällt in verschiedene getrennte Banden (Absorptionsstreifen). Es liegt nahe, in Gl. (3) einfach die Einzelstrahlungen der verschiedenen Streifen zusammenzuzählen, also $E_{0\lambda}$ durch $E_0 = \Sigma E_{0\lambda}$ zu ersetzen, und für k eine mittlere Absorptionszahl k_m zu setzen, die wegen der Verschiebung des Strahlungsmaximums mit der Temperatur eine Funktion der Temperatur werden müßte. Stellt man jedoch Absorptionsformeln unter dieser Voraussetzung auf, so ergeben

---

[6]) E. v. Bahr, Über die Einwirkung des Druckes auf die Absorption ultraroter Strahlung durch Gase. Ann d. Phys. **29** (1909), 780.

[7]) G. Hertz, Über das ultrarote Absorptionsspektrum der Kohlensäure in seiner Abh. von Druck und Partialdruck. Verh. d. Deutsch. phys. Ges. **15** (1911), 617.

[8]) Kurz vor Fertigstellung der Arbeit erschien eine Arbeit von W. Nusselt, Zeitschr. des Vereins Deutscher Ing (1923), 692, „Der Wärmeübergang in der Verbrennungskraftmaschine", in der Nusselt das Verhältnis der Wärmeabgabe durch Strahlung und Konvektion von Gasgemischen untersucht, die in eisernen Kugeln explodieren. Er leitete dort auch bereits auf einem etwas anderen Wege die in Gl. (3) aufgestellte Formel für die Strahlung einer Gaskugel mit konstanter Absorptionszahl ab. Er fand zwar eine an sich beträchtliche Strahlung; diese machte aber wegen der besonders hohen Konvektion, welche durch den Druck und die Wirbelung der Explosion hervorgerufen war, nur einen Bruchteil bis zu etwa 30 % des im ganzen in der Kugel beobachteten Wärmeübergangs aus. Wie nähere Untersuchung zeigt, ist jedoch die Formel, die Nusselt für die Strahlung bei konstantem Volumen verbrennender Gasgemische aufgestellte, auf unser Problem der Strahlung bei freier Verbrennung und beliebigem Gehalt der Mischung an strahlenden Gasen nicht anwendbar.

sich Werte, die von den Messungen in völlig unzulässiger Weise abweichen und außerdem auch von dem Ergebnis weit abweichen, das man erhält, wenn man die Absorption der einzelnen Streifen berechnet und addiert. Der Grund liegt in der weitgehenden Verschiedenheit der Absorptionszahlen der einzelnen Streifen, der eine einfache arithmetische Mittelbildung in keiner Weise gerecht werden kann. Diese Vereinfachung des Problems ist also leider unzulässig.

Man muß daher auf die getrennte Behandlung der einzelnen Absorptionsstreifen eingehen. Wie schon die Forschungen von Paschen, Ångström, Rubens u. a. gezeigt haben, ist die Absorptionszahl eines Streifens (CO_2, H_2O) mit der Wellenlänge außerordentlich stark veränderlich; sie steigt steil bis zu einem Maximum an und fällt steil wieder ab. Außerdem verläuft die Absorptionskurve nach den neueren Messungen von E. v. Bahr, G. Hettner u. a. nicht kontinuierlich, sondern ist aus Linien zusammengesetzt. Man könnte nun eine arithmetische Mittelbildung der Absorptionszahl einer bestimmten Bande in der Weise vornehmen, daß man die experimentell bestimmte Absorptionskurve in ein flächengleiches Rechteck verwandelt und die Höhe dieses Rechtecks gleich k_m setzt. Eine nähere Überlegung zeigt aber, daß die so gefundene mittlere Absorptionszahl k_m nur richtige Werte bei Schichtdicken gibt, die ähnlich denjenigen sind, denen die zugrunde gelegte Absorptionskurve entspricht. Dagegen gibt sie wesentlich zu kleine Werte, bei erheblich kleinerer Schichtdicke und wesentlich zu große Werte bei erheblich größerer Schichtdicke. Man muß also selbst auf diese Vereinfachung des Problems verzichten.

Es bleibt nichts weiter übrig, als die Veränderlichkeit der Absorptionszahl k innerhalb eines Streifens zu berücksichtigen. Hier stößt man auf Schwierigkeiten. Wie soll der wahre Verlauf der Absorption im Streifen experimentell festzustellen sein, da doch jedes Meßinstrument wegen seiner endlichen Ausdehnung bei jeder einzelnen Messung eine große Anzahl von Linien starker und schwacher Absorption bedeckt und infolgedessen stets nur einen Mittelwert der in Wirklichkeit wahrscheinlich vorhandenen starken Schwankungen der Absorption gibt? Aber selbst wenn es gelingen würde, die wahre Abhängigkeit der Absorptionszahl von der Wellenlänge zu ermitteln, so erscheint es ganz aussichtslos, die komplizierte Funktion, die bei der Integration den Exponenten der e-Funktion bilden würde, zur Berechnung der Gesamtabsorption des Streifens zu verwenden.

Diese Schwierigkeiten sind jedoch durch folgenden Satz zu überwinden, dessen strenger Beweis der Kürze halber hier übergangen werden möge: Die Absorption eines schmalen Streifens mit beliebig vielen Absorptionslinien von beliebig verschiedener Breite und Intensität ändert sich nicht, wenn man die Linien oder ihre Teile so ordnet, daß ihre Absorptionszahlen nach einem möglichst einfachen Gesetz von der Wellenlänge abhängen; die einzige, praktisch hinreichend erfüllte Voraussetzung für die Gültigkeit dieses Satzes ist, daß für die Intensität J_λ der der Absorption unterliegenden Strahlung, die meist nach dem Planckschen Gesetz von der Wellenlänge λ abhängen wird, eine mittlere Intensität J_0 gesetzt werden darf.

Nunmehr stehen der mathematischen Behandlung des Problems keine Schwierigkeiten mehr entgegen. Ist $k = f(\lambda)$ die Funktion, die die Abhängigkeit der Absorptionszahl nach (willkürlicher, möglichst zweckentsprechender) Ordnung der Linien von der Wellenlänge darstellt, so ist die im Bereich des betrachteten Absorptionsstreifens durchkommende Energie

$$E = E_{0_1} + \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} J_\lambda e^{-f(\lambda) p s} d\lambda. \tag{4}$$

E_{0_1} ist hierbei der auf den Bereich der dunklen Linien entfallende, nicht der Absorption unterliegende Teil der einfallenden Strahlungsenergie, $\lambda_b - \lambda_a$ die „wirksame Streifenbreite", d. h. die Breite aller absorbierenden Linien zusammengenommen, J_λ die Intensität der Strahlung von der Wellenlänge λ.

Bevor man näheres über den wahren Verlauf der Funktion $f(\lambda)$ weiß, auf dessen experimentelle Ermittlung wir sogleich zurückkommen, kann man als erste Annäherung annehmen, daß k linear von λ abhängt, also die Gleichung

$$f(\lambda) = a + b\lambda$$

bestehe. Setzt man dies in Gl. (4) ein, zieht $J_\lambda = J_0$ als konstant vor das Integral und bestimmt a und b aus den Grenzbedingungen

$$f(\lambda) = 0 \text{ für } \lambda = \lambda_0, \; f(\lambda) = k_{max} \text{ für } \lambda = \lambda_{max},$$

so erhält man nach Integration für die von dem betrachteten Streifen absorbierte Energie

$$E_{abs} = J_0 \cdot \Delta\lambda \left\{ 1 - \frac{1 - e^{p \cdot s \cdot k_{max}}}{p \cdot s \cdot k_{max}} \right\}. \tag{5}$$

Hierbei ist J_0 die durch das Plancksche Strahlungsgesetz gegebene mittlere Intensität der einfallenden Strahlung im Bereich des Streifens, $\Delta\lambda$ die wirksame Breite des Streifens ($= \lambda_b - \lambda_a$) und k_{max} die im Streifen vorkommende maximale Absorptionszahl. Diese Gleichung kann nur als grobe Annäherungsformel an den wirklichen Verlauf der (geordneten) Funktion $f(\lambda)$ gelten.

Eine größere und zwar beliebig weitgehende Genauigkeit läßt sich erzielen, wenn man an Hand

genauester Messungen die richtige (geordnete) Funktion $f(\lambda)$ ermittelt (wie dies möglich ist, siehe später) und sie durch einen möglichst gut sich anschmiegenden Zug von geraden Linien ersetzt. Drückt man danach $f(\lambda)$ durch einen gebrochenen Zug von n aufeinanderfolgenden Geraden aus, die sich den wahren Verlauf der Kurve $f(\lambda)$ möglichst gut anschmiegen, so lautet die Gleichung für die absorbierte Energie in diesem Streifen

$$\left.\begin{aligned} E_{abs} &= J_0 \cdot \Delta\lambda \\ &\cdot \left[1 - \frac{x_1}{(k_1 - k_0) p \cdot s}\left\{e^{-k_0 \cdot p \cdot s} - e^{-k_1 p s}\right\}\right. \\ &\quad - \frac{x_2}{(k_2 - k_1) p s}\left\{e^{-k_1 p s} - e^{-k_2 p s}\right\} \\ &\quad \left. - \ldots - \frac{x_n}{(k_n - k_{n-1}) p s}\left\{e^{-k_{n-1} p s} - e^{-k_n p s}\right\}\right]. \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Hierbei gilt die Beziehung

$$x_1 + x_2 + \ldots + x_p + \ldots + x_n = 1. \quad (7)$$

Die in der Gleichung (6) auftretenden Größen $J_0 \cdot \Delta\lambda \cdot x_p$ stellen denjenigen Teil der einstrahlenden Energie dar, der auf den Wellenlängenbereich der $p$ten Geraden fällt. k_0 ist der Wert der Absorptionszahl am Anfang der ersten Geraden, k_1 am Ende der ersten Geraden, k_{n-1} die Absorptionszahl am Anfang der $n$ten Geraden. Da man die Absorptionslinien, bzw. ihre Teile, nach ihren k-Werten stets möglichst zweckentsprechend ordnen kann, so muß etwa mit $n = 3$ in Gl. (6) bereits eine weitgehende Genauigkeit bei noch so kompliziertem Verlauf der (ungeordneten) Absorption mit der Wellenlänge erreichbar sein, womit eine wünschenswerte Einfachheit der Formeln eintritt. Hierzu trägt besonders die Tatsache bei, daß man die Funktion $f(\lambda)$ nach entsprechender Ordnung der Linien des Streifens auch in zwei oder mehr getrennten Kurven nebeneinander über dem Wellenlängenbereich des ganzen Absorptionsstreifens darstellen und jeden auf- und absteigenden Ast dieser Kurven durch einen Zug von drei oder n-Geraden ersetzen darf, ohne daß in Gl. (6) die Zahl $n = 3$ (oder $n = n$) überschritten wird.

Allgemeines über die experimentelle Ermittlung der Konstanten.

Nachdem die formale Schwierigkeit der mathematischen Berechnung der Gesamtabsorption eines Streifens durch Gl. (6) bzw. (5) überwunden ist, fehlt zur Ausführung der Berechnung nach Gl. (5) nur noch die Bestimmung der erforderlichen Konstanten k_{max} und $\Delta\lambda$. Hier sind zwei Bestimmungsmethoden möglich: 1. Bestimmung aus Messungen der Gesamtabsorption, welche eine bekannte Strahlung in einer bekannten Gasschicht erleidet; 2. Bestimmung aus direkten Messungen der Form der Absorptionskurven.

Es läßt sich zeigen, daß die Messungen der Gesamtabsorption zur Bestimmung der Konstanten ohne Rücksicht auf die Struktur der Absorptionsbanden unbeschränkt anwendbar sind; die zweckmäßigste Ordnung der Linien und die alleinige Berücksichtigung der wirksamen Streifenbreite vollzieht sich hier automatisch. Daher haben die Messungen der Gesamtabsorption für das vorliegende Problem eine besonders hohe Bedeutung.

Die direkten Messungen sind offenbar nur dann zur Konstantenermittlung verwendbar, wenn nicht der oben vorgesehene Fall eintritt, daß die Variation der Absorptionszahlen im Bereich je einer Messung so stark ist, daß die Messung einen Mittelwert ergibt, der über den wahren Verlauf der Absorption an dieser Stelle nichts aussagt. Dieser Fall liegt nach den Messungen E. v. Bahrs[9]) bei den meisten Gasen mit nicht zu hohem Gesamtdruck tatsächlich vor. Dagegen glaubte E. v. Bahr aus ihren Messungen schließen zu dürfen, daß die örtlichen Variationen der Absorptionszahl an den verschiedenen Stellen eines Streifens der Kohlensäure vom Gesamtdruck einer Atmosphäre so klein sind, daß die Absorption annähernd kontinuierlich und stetig stattfindet.

Diese Schlüsse sind aus den Messungen von Hertz und Hettner (s. später) bis zu einem gewissen Grade zu bestätigen. Danach erreicht die Absorption sowohl bei Kohlensäure als auch bei Wasserdampf bei genügender Schichtdicke auf verhältnismäßig ausgedehnten Gebieten annähernd 100 %. Hieraus ist zu schließen, daß an diesen Stellen nur verschwindend wenig absorptionsfreie Wellenlängen auftreten können. Die Absorption findet also an diesen Stellen annähernd ununterbrochen statt; dagegen bliebe nach wie vor die Möglichkeit, daß die Variationen der Absorption im Bereich eines schmalen von je einer Messung erfaßten Wellenlängenbereichs in diesen Gebieten so stark sind, daß mit der sich ergebenden mittleren Absorptionszahl nichts anzufangen ist.

Hier ist nun zunächst klar, daß man der wahren maximalen Absorptionszahl[10]) am nächsten kommt, wenn man die aus einer direkten Messung sich ergebende mittlere Absorptionszahl im Hauptmaximum des Streifens bestimmt. Ersichtlich ist die so bestimmte mittlere Absorptionszahl stets kleiner als die an dieser Stelle auftretende wahre maximale Absorptionszahl; die direkte Messung gibt also einen Mindestwert von k_{max}.

Dieser Mindestwert liegt um so näher der ge-

---

[9]) E. v. Bahr, Über die ultrarote Absorption der Gase. Verh. der Deutsch. Phys. Ges. **15** (1913), 710 u. 1150.

[10]) Wegen Mangels einer genügenden Zahl von Messungen, um die größere Zahl von Konstanten der Gl. (6) bestimmen zu können, behandeln wir im folgenden nur die Bestimmung der für Gl. (5) erforderlichen Konstanten $\Delta\lambda$ und k_{max}.

suchten maximalen Absorptionszahl, je besser das Absorptionsgesetz von den Messungen erfüllt wird; denn um so kleiner müssen die Variationen der Absorption an dieser Spektralstelle sein. Die Messungen von Hertz (s. später) ergeben eine angenäherte Gültigkeit des Absorptionsgesetzes für Kohlensäure, wenigstens, wenn die Schichtdicken nicht allzu verschieden sind. Berücksichtigt man hierbei die Versuchsfehler und den Einfluß derjenigen Teile der Kurve, die mit geringerer Absorption neben dem Maximum liegen, aber doch vom Meßinstrument mit den Maximalordinaten gleichzeitig gemessen werden, so ist es wahrscheinlich gemacht, daß die Variationen der Absorptionszahl wenigstens in der Nähe der Maxima der Kohlensäurekurven klein sind, so daß die Streifen sich an diesen Stellen verhalten, als ob sie kontinuierlich und stetig absorbierten. Für Wasserdampf stellten Rubens und Hettner[11]) die Gültigkeit des Absorptionsgesetzes in dem Spektralbezirk zwischen 16 und 17 μ fest. Da außerdem auch beim Wasserdampf bei genügender Schichtdicke nach Hettner (a. a. O.) auf ausgedehnten Teilen der Streifen annähernd 100 % Absorption eintritt, so besteht auch für Wasserdampf die Wahrscheinlichkeit, daß die direkte Messung der Hauptmaxima brauchbare Minimumwerte gibt. Allerdings ist hierbei zu beachten, daß die Absorptionskurve des Wasserdampfs bei den einzelnen Streifen durch eine große Anzahl von aufeinanderfolgenden Teilmaxima zum Hauptmaximum aufsteigt, wobei diese Teilmaxima durch Täler von ähnlicher Breite wie sie selbst getrennt sind. Die direkten Messungen bei Wasserdampf setzen also wenigstens eine so hohe Dispersion der Apparate voraus, daß diese Teilmaxima getrennt erscheinen.

Man sieht, daß beim Wasserdampf, selbst wenn man bei den Teilmaxima stetigen Verlauf der Absorption voraussetzt, das oben angegebene Verfahren zur Berechnung der Gesamtabsorption durch Ordnung der Linien angewandt werden muß, während dies bei Kohlensäure zur angenäherten Berechnung nicht unbedingt notwendig zu sein scheint.

Die wirksame Streifenbreite $\Delta\lambda$ hatten wir oben als die Summe der Breiten aller absorbierenden Linien im Streifen definiert. Ihre Bestimmung aus direkten Messungen erscheint so weit möglich, als man annehmen darf, daß die vorhin bei großen Teilen der Absorptionsstreifen festgestellte annähernd vollkommene Absorption bei entsprechender Steigerung der Schichtdicke auch auf dem Rest der Streifen vollkommen wird. Denn dann würden innerhalb des Streifens keine völlig absorptionsfreien Wellenlängen auftreten, und die wirksame Streifenbreite würde sich mit der durch direkte Messung gefundenen decken. Die angenäherte Übereinstimmung der direkten Messungen mit den Ergebnissen der Messungen der Gesamtabsorption scheint bei Kohlensäure für diese Annahme zu sprechen. Die (Messungen der Gesamtabsorption geben, wie oben festgestellt wurde, unmittelbar die wirksame Streifenbreite.) Bei Wasserdampf liegen die Verhältnisse dadurch anders, daß die Einsenkungen zwischen den Teilmaxima nach den Messungen von E. v. Bahr (a. a. O.) so tief sind, daß sie durch linearen Verlauf der Absorptionszahl nach Gl. (5) nicht darstellbar sind. Die Einsenkungen wirken hier vielmehr so, als ob die Absorptionszahl im Innern des Streifens linear anstiege, an den Grenzen aber dafür ausgedehnte Gebiete sehr kleiner Absorption aufträten, deren Breite so groß ist wie die Summe der Breiten der Täler und der ursprünglichen flachen Grenzgebiete. Bei Anwendung von Gl. (5) sind diese Gebiete also nicht zu berücksichtigen.

Bestimmung der Strahlung $J_0 \cdot \Delta\lambda$.

Die Größe $J_0 \cdot \Delta\lambda$ stellt in Gl. (5) die Strahlung der Flächeneinheit des schwarzen Körpers dar, die innerhalb der wirksamen Streifenbreite des fraglichen Absorptionsstreifens liegt. Diese Strahlung ist aus dem Planckschen Strahlungsgesetz

$$J_0 \cdot \Delta\lambda = E_0 = 3{,}17 \cdot 10^{-8} \cdot \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{\lambda^{-5}}{e^{1,43/T} - 1} \, d\lambda \ \text{WE/m}^2\,\text{st} \qquad (8)$$

zu berechnen. $\lambda_a - \lambda_b$ ist dabei die wirksame Streifenbreite in Zentimetern, T die absolute Temperatur des strahlenden Körpers. Am bequemsten ermittelt man E_0 aus dieser Gleichung durch Aufzeichnung der Strahlungskurven für die verschiedenen Temperaturen über der Wellenlänge λ und Ausmessung des Flächeninhalts der von der Kurve, der Abszissenachse und der bei λ_a und λ_b stehenden Ordinaten begrenzten Fläche.

Nachdem die früheren Messungen von Ångström, Paschen u. a. wesentlich größere Breiten für die Absorptionsstreifen der Kohlensäure ergeben hatten, fanden E. v. Bahr (Streifen 1 und 2) und G. Hertz (Streifen 3) (a. a. O.) folgende Streifenbreiten der Kohlensäure:

Streifen 1 $\Delta\lambda_1$ von 2,65 bis 2,84 μ = 0,19 μ,
Streifen 2 $\Delta\lambda_2$ von 4,22 bis 4,44 μ = 0,22 μ,
Streifen 3 $\Delta\lambda_3$ von 13,0 bis 17,0 μ = 4,0 μ.

Die Grenzen dieser Streifen sind jedoch nicht scharf; die äußersten Ausläufer sind hier weggelassen.

Der Streifen 2 ist dabei bei einer Schichtdicke von 1 bis 2 mm gemessen worden, Streifen

[11]) Rubens u. Hettner, Das Rotationsspektrum des Wasserdampfs. Verh. der Deutsch. Phys. Ges. (1916), 154.

1 und 3 bei einer Schichtdicke von etwa 6 cm (Atmosphärendruck). Hertz fand bei größerer Schichtdicke eine Verbreiterung des Streifens 2 ($\Delta\lambda_2 = 0{,}4\,\mu$). In demselben Sinne gab eine Messung bei Streifen 3 mit wesentlich geringererSchichtdicke eine wesentliche scheinbare Abnahme der Streifenbreite ($\Delta\lambda_3 = 1{,}6\,\mu$). Diese Änderungen der Breite dürften darauf zurückzuführen sein, daß die Streifen flache Grenzgebiete haben, die bei dünnen Schichten keine meßbare Absorption geben. Danach müßte Streifen 3 ein besonders ausgebreitetes flaches Grenzgebiet haben. Die Gestalt der von Hertz gemessenen Kurven zeigt in der Tat bei Streifen 3 auffällig ausgedehnte flache Grenzgebiete. Aus den Messungen der Gesamtabsorption schwarzer Strahlung durch Kohlensäure von Ångström[12]) und Gerlach[13]) ergeben sich bei Anwendung der Linearformel 5 ähnliche Streifenbreiten. Der Kürze halber teilen wir hier nur die Ergebnisse dieser Untersuchungen mit. Die wirksamen Breiten der Absorptionsstreifen der Kohlensäure sind danach folgende: Streifen 1 $0{,}2\,\mu$; Streifen 2 $0{,}34\,\mu$; Streifen 3 $4\,\mu$. Diese Werte werden mit sinkender Schichtdicke kleiner und zwar wird für Werte $ps < 0{,}01$ $\Delta\lambda_1 = 0{,}2\,\mu$, $\Delta\lambda_2 = 0{,}23\,\mu$, $\Delta\lambda_3 = 1{,}8\,\mu$. Diese Veränderlichkeit der Streifenbreite ist ein Mangel unserer Linearformel, die die Grenzgebiete nicht richtig berücksichtigt. Der Wert $\Delta\lambda_1 = 0{,}2\,\mu$ für kleine Schichtdicke ist unsicher und wahrscheinlich zu groß.

Für die Bestimmung der wirksamen Streifenbreite des Wasserdampfs kommen hauptsächlich die Messungen von G. Hettner und E. v. Bahr in Frage. Die ganzen Streifenbreiten, die Hettner fand, stimmen ungefähr mit denen Paschens überein. Dagegen fand Hettner wie schon kurz vor ihm E. v. Bahr, das die Absorptionsstreifen des Wasserdampfs aus vielen, immer stärker werdenden Einzelmaxima zusammengesetzt sind, die durch Täler von ähnlicher Breite getrennt sind. Leider stehen Messungen der Gesamtabsorption des Wasserdampfs in viel geringerem Maße zur Verfügung als für Kohlensäure, die sich außerdem stark zu widersprechen scheinen (Gerlach und Ångström, a. a. O.). Wir sind daher bei der Bestimmung der wirksamen Streifenbreiten des Wasserdampfs vorläufig auf Schätzungen angewiesen; die Messung des Streifens 2 durch E. v. Bahr (a. a. O.) ergibt, daß etwa 60 % der ganzen gemessenen Streifenbreite eine so schwache Absorption zeigen, daß sie für unsere Linearformel nicht zu berücksichtigen sind. Daraus würden sich unter Berücksichtigung von Hettners Messungen der Streifenbreite folgende Werte ergeben, wenn man auch dem Streifen 1 die gleichen Eigenschaften zuspricht:

Streifen 1: Maximum bei $2{,}7\,\mu$;
wirksame Breite $0{,}29\,\mu$,
Streifen 2: Maximum bei $6{,}6\,\mu$;
wirksame Breite $1{,}0\,\mu$.

Für den Streifen 3 des Wasserdampfs sehen wir wegen seiner Unwichtigkeit von näherer Untersuchung ab und werden nur eine mittlere Absorptionszahl einführen unter Verwendung der ganzen Streifenbreite. Nach Hettners Messungen absorbiert der Wasserdampf oberhalb $10\,\mu$ mit der Wellenlänge in steigendem Maße, wobei die Absorptionskurve nur durch die dem Wasserdampf eigentümlichen zahlreichen Einsenkungen unterbrochen ist. Wir werden im folgenden eine Ausdehnung des Streifens 3 H_2O von 12 bis $25\,\mu = 13\,\mu$ zugrunde legen.

Außer den angeführten Hauptstreifen besteht noch je ein schwacher Absorptionsstreifen von CO_2 und H_2O bei kürzeren Wellenlängen ($\sim 1{,}8\,\mu$). Wegen der Kleinheit ihrer Absorptionszahlen dürften sie jedoch im allgemeinen für unsere praktischen Zwecke zu vernachlässigen sein. Um in unseren späteren Formeln die CO_2- und H_2O-Strahlung unterscheiden zu können, soll die Strahlung E_0 des $n$ten Streifens der Kohlensäure mit K_n und die des Wasserdampfs mit W_n bezeichnet werden.

Wenn wir jetzt als wirksame Streifenbreiten der Kohlensäure

$$\Delta\lambda_1 = 0{,}2\ \mu,\quad \Delta\lambda_2 = 0{,}34\,\mu,\quad \Delta\lambda_2 = 4{,}0\ \mu.$$

voraussetzen, erhalten wir folgende Zahlentafel 1.

Setzen wir für Wasserdampf die wirksamen Streifenbreiten

$$\Delta\lambda_1 = 0{,}29\,\mu,\quad \Delta\lambda_2 = 1{,}0\ \mu,\quad \Delta\lambda_3 = 13\ \mu,$$

voraus, so ergibt sich nach dem Planckschen Strahlungsgesetz folgende Zahlentafel 2.

Zum Vergleich ist neben den Spalten, die die Strahlung der einzelnen Streifen enthalten, noch die Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers von derselben Temperatur aufgeführt; diese ist als der Gesamtflächeninhalt der Strahlungskurven nach Gl. (8) ermittelt; sie entspricht dem Stefan-Boltzmannschen Strahlungsgesetz

$$E = 4{,}9\left(\frac{T}{100}\right)^4 \mathrm{WE/m^2\,st}.$$

[12]) K. Ångström, Über die Wärmeabsorption von atmosphärischen Gasen. Ann. d. Phys. **39** (1890), 267. — Über die Abhängigkeit der Absorption der Gase, besonders der Kohlensäure von der Dichte. Ann. d. Phys. **6** (1901), 163.

[13]) W. Gerlach, Über die Absorption der schwarzen Strahlung im Wasserdampf und Kohlensäuregehalt der Luft. Ann. d. Phys. **50** (1916), 233.

Zahlentafel 1.
Strahlung einer unendlich starken Kohlensäureschicht.

Temperatur	Strahlung von			Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers
	Streifen 1 K_1	Streifen 2 K_2	Streifen 3 K_3	
°C	WE/m² st	WE/m² st	WE/m² st	WE/m² st
200	$0{,}004 \cdot 10^3$	$0{,}07 \cdot 10^3$	$0{,}23 \cdot 10^3$	$2{,}4 \cdot 10^3$
300	0,05	0,24	0,36	5,2
400	0,15	0,52	0,50	10,0
500	0,42	0,95	0,65	17,6
600	0,96	1,6	0,79	28,4
700	1,9	2,4	0,90	42
800	3,2	3,4	1,1	64
900	4,8	4,3	1,3	90
1000	6,8	5,4	1,4	125
1100	9,3	6,7	1,6	152
1200	12,3	8,3	1,9	230
1300	15,6	9,7	2,2	300
1400	19,2	11,2	2,4	385
1500	23	12,9	2,7	490
1600	28	14,6	3,0	600
1700	33	16,6	3,4	730
1800	38	18,7	3,8	880
1900	44	21	4,1	1050
2000	51	24	4,5	1290

Zahlentafel 2.
Strahlung einer unendlich starken Wasserdampfschicht.

Temperatur	Strahlung von			Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers
	Streifen 1 W_1	Streifen 2 W_2	Streifen 3 W_3	
°C	WE/m² st	WE/m² st	WE/m² st	WE/m² st
200	$0{,}006 \cdot 10^3$	$0{,}26 \cdot 10^3$	$0{,}6 \cdot 10^3$	$2{,}4 \cdot 10^3$
300	0,07	0,56	0,8	5,2
400	0,24	1,1	1,1	10,0
500	0,7	1,7	1,4	17,6
600	1,4	2,4	1,6	28,4
700	2,6	3,3	1,9	42
800	4,3	4,3	2,2	64
900	5,4	5,3	2,4	90
1000	9,5	6,3	2,7	125
1100	13	7,4	3,1	152
1200	17	8,5	3,4	230
1300	22	9,6	3,7	300
1400	27	11	4,1	385
1500	33	12	4,5	490
1600	39	13	4,9	600
1700	45	15	5,2	730
1800	52	16	5,6	880
1900	59	18	6,0	1050
2000	67	19	6,4	1290

Die Strahlungszahl 4,9 dürfte nach neueren Untersuchungen (z. B. Hoffmann, Zeitschr. f. Physik **14** (1923), 301 bis 315) gegenüber der in der Technik bisher gebrauchten 4,76 WE/m² st Grad ⁴ die richtigere sein.

Bestimmung der Absorptionszahlen für Kohlensäure.

Nach Gl. (5) braucht man zur Berechnung der Absorption außer der Streifenbreite die maximale Absorptionszahl k_{max}. Diese läßt sich leicht mit Hilfe des Absorptionsgesetzes aus den gemessenen Absorptionskurven berechnen, wenn diese genau genug sind. Aus den hohen Maximalabsorptionen, die Hertz fand, geht hervor, daß er weniger als 3 % falsches Licht gehabt hat.

Seine Messungen erfüllen das Absorptionsgesetz bis zu einem gewissen Grade. Bei 2,7 μ ergeben sie ohne Korrektionen sowohl bei einer Schichtdicke von 6,3 cm als auch von 3,3 cm eine Absorptionszahl $k_1 = 16{,}7\ m^{-1}$. Nach Einführung einer Korrektion wegen des Wasserdampfs der Luft ergibt sich bei einer Schichtdicke $s = 6{,}3$ cm $k_1 = 15{,}2$ und bei $s = 3{,}3$ cm $k_1 = 14{,}3$. Die kleinere Absorptionszahl ist aus dem Grunde erklärlich, weil der Gesamtdruck der Kohlensäure in diesem Falle nur 450 mm Hg gegen 750 mm in dem anderen Falle betrug. Hiernach hätten wir also für die maximale Absorptionszahl des Streifens 1 der Kohlensäure

$$k_1 = 15\ m^{-1}$$ [14])

anzunehmen.

Die Bestimmung der Maximalabsorption des Streifens 2 bei 4,3 μ ist besonders schwierig, weil hier schon sehr geringe Schichtdicken fast 100 % Absorption geben. Zur Messung sind daher nur sehr geringe Schichtdicken von der Größenordnung 1 mm zulässig. E. v. Bahr (a. a. O.) fand, daß eine Schicht von 1 bis 2 mm Kohlensäure bei 4,3 μ 83 % absorbiert; daraus folgt für die maximale Absorptionszahl je nach der zugrunde gelegten Schichtdicke

$$k_2 = 900 - 1800\ m^{-1}.$$

Obwohl die wirkliche Größe dieser Zahl hiernach noch außerordentlich unsicher ist, läßt sie sich trotzdem zu praktischer Rechnung gut verwerten, weil sie bereits mit der unteren Grenze $k_2 = 900$ für die meisten praktischen Fälle vollständige Absorption ergibt.

Aus den Messungen von Hertz ergeben sich für die maximale Absorptionszahl des Streifen 3 bei 14,7 μ bei verschiedenen Schichtdicken folgende Absorptionszahlen:

Schichtdicke	k_3 ohne Korrektionen	k_3 mit Korrektionen
1,1 cm	118	95
1,7 cm	69	67
3,8 cm	61	63
6,3 cm	63	66

Hiernach würde sich im Mittel etwa $k_3 = 70$ ergeben. Da aber das Meßinstrument von Hertz an dieser Stelle im Spektrum einen ziemlich beträchtlichen Raum bedeckte, müssen wir für die

[14]) Die Dimension dieser Absorptionszahlen müßte eigentlich lauten $[m \cdot \text{Atmosph.}]^{-1}$.



wahre maximale Absorptionszahl bei 14,7 μ etwas mehr annehmen, wir setzen daher

$$k_3 = 80\ m^{-1}.$$

Die Messungen der Gesamtabsorption kann man mit Hilfe folgender aus (5) sich ergebenden Gleichung zur Berechnung der Absorptionszahlen benutzen:

$$\left.\begin{aligned} E_{\text{abs.}} &= x_1 K_1 \left(1 - \frac{1 - e^{-ps\cdot k_1}}{ps \cdot k_1}\right) \\ &+ x_2 K_2 \left(1 - \frac{1 - e^{-ps\cdot k_2}}{ps \cdot k_2}\right) \\ &+ x_3 K_3 \left(1 - \frac{1 - e^{-ps\cdot k_3}}{ps \cdot k_3}\right). \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

Die Faktoren x sind hierbei etwa erforderliche Korrektionen für die in den Zahlentafeln 1 und 2 gegebenen Werte der schwarzen Strahlung, die im Bereich der wirksamen „Breite der Absorptionsstreifen liegt.

$E_{\text{abs.}}$ ist die insgesamt absorbierte Energie. Die Gleichung enthält die x- und k-Werte als sechs Unbekannte. Aus dem Charakter der Absorptionsmessungen ergibt sich jedoch häufig eine Verminderung der Zahl der Unbekannten. Erstreckt sich die Messung z. B. auf sehr kleine Schichtdicke, so ist der Einfluß der Streifen 1 und 3 nur in Form einer Korrektion zu berücksichtigen, die aus den durch direkte Messungen oben bestimmten Werten x_1, k_1, x_3, k_3 auf alle Fälle der Größenordnung nach richtig errechenbar ist. Diesen Fall stellen die erwähnten Messungen Gerlachs dar. Der andere Fall ist der, daß die Gesamtabsorption schwarzer Strahlung durch eine sehr starke CO_2-Schicht gemessen wird. Dann weiß man auf Grund der oben ihrer Größenordnung nach sicher richtig bestimmten Werte k_1, k_2, k_3, daß die Absorption nahezu vollständig ist. Damit werden in Gl. (9) die Klammerwerte nahezu gleich eins, und man kann aus solchen Messungen der Gesamtabsorption bei großer Schichtdicke die Werte $x \cdot K$ bestimmen, ohne daß man von der Genauigkeit der k-Werte abhängig ist. Dieser Fall liegt in den oben genannten beiden Messungen der Gesamtabsorption von Ångström vor. Obwohl diese beiden Messungen zur Bestimmung der drei x-Werte an sich noch nicht ausreichen würden, so ist eine Berechnung doch möglich, weil die Messungen bei verschiedenen Strahlertemperaturen (300 und 1400° C) ausgeführt sind und man dabei durch das Plancksche Strahlungsgesetz das Gewicht kennt, mit dem die einzelnen Absorptionsstreifen sich an der Gesamtabsorption in beiden Messungen beteiligen. Das kommt einer dritten Messung gleich. Auf diese Weise findet man schließlich

Streifen 1 $k_1 = 16\ m^{-1}$ $x_1 = 1$,
Streifen 2 $k_2 = 1800\ m^{-1}$ $x_2 = 1 - 0{,}69$,
Streifen 3 $k_3 = 80\ m^{-1}$ $x_3 = 1 - 0{,}45$.

Die kleineren x-Zahlen gelten hierbei für Schichtdicken mit $p \cdot s < 0{,}01$. So ergibt sich für die in einer Kohlensäureschicht vom Gesamtdruck einer Atmosphäre absorbierte Energie bei Schichtdicken mit $p \cdot s > 0{,}01$

$$\left.\begin{aligned} E_{\text{abs.}} &= K_1 \left(1 - \frac{1 - e^{-16ps}}{10ps}\right) \\ &+ K_2 \left(1 - \frac{1 - e^{-1800ps}}{1800ps}\right) \\ &+ K_3 \left(1 - \frac{1 - e^{-80ps}}{80ps}\right) \text{WE/m}^2\,\text{st}. \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

und bei $ps < 0{,}01$

$$\left.\begin{aligned} E_{\text{abs.}} &= K_1 \cdot \left(1 - \frac{1 - e^{-16ps}}{16p \cdot s}\right) \\ &+ 0{,}69 K_2 \left(1 - \frac{1 - e^{-1800ps}}{1800ps}\right) \\ &+ 0{,}45 K_3 \left(1 - \frac{1 - e^{-80ps}}{80p \cdot s}\right) \text{WE/m}^2\,\text{st}. \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

Die Werte K sind hierbei für jede Temperatur der Strahlung aus Zahlentafel 1 zu entnehmen; p ist der Partialdruck der Kohlensäure in Atmosphären (760 mm Hg), s der Strahlenweg im Gase in Metern.

Grundsätzlich ist hierbei zu bemerken, daß abgesehen von der Ungenauigkeit der Konstanten die Gl. (10) und (11) deshalb nur grob angenähert richtige Werte geben können, weil ihnen die Voraussetzung linearer Abhängigkeit der Absorptionszahl (nach Ordnung der Linien) von der Wellenlänge zugrunde liegt. Deshalb muß jede weitere Messung eine Verfeinerung der Konstanten und bis zu einem gewissen Grade eine Vergrößerung ihrer Zahl bringen, wenn man in fortschreitender Annäherung an die Wirklichkeit Gl. (6) zur Berechnung der Absorption verwendet. Es wurde oben schon dargelegt, daß man bei Verwendung von Gl. (6) mit $n = 3$ schon eine weitgehende Genauigkeit erreichen dürfte.

Bestimmung der Absorptioszahlen für Wasserdampf.

Hier kommen hauptsächlich die Messungen Paschens, Hettners und Sleators[15]) in Frage. Hettner arbeitete bei der Durchmessung des Streifens 1 mit so hoher Schichtdicke, daß er auf einem Gebiet von beträchtlicher Ausdehnung fast 100 % Absorption erhielt. Daher kann diese Messung zur Ermittlung der maximalen Absorp-

[15]) Sleator, Astrophys. Journ. 48 (1918), 124.

tionszahl nicht benutzt werden. Sleator dagegen fand bei 2,67 μ mit 15 cm Schichtdicke etwa 96 % Absorption. Dies gibt eine maximale Absorptionszahl

$$k_1 = 21\ m^{-1}.$$

Für den Streifen 2 ergibt Hettners Messung, daß eine 4 cm lange Wasserdampfschicht von Atmosphärendruck im Hauptmaximum bei 6,6 μ 83 % absorbiert. Daraus folgt

$$k_2 = 44\ m^{-1}.$$

Für den Streifen 3 sehen wir wegen seiner Unwichtigkeit von näherer Untersuchung ab und werden nur zur überschläglichen Bestimmung die ganze Streifenbreite und eine mittlere konstante Absorptionszahl verwenden. Je nach der Lage des Maximums der einfallenden Strahlung ergeben sich hier Werte von 1 bis 3. Für das vorliegende Problem sind Temperaturen von der Größenordnung 1000° C die wichtigsten. Für diese wären überschläglich

$$k_{3m} = 1\ m^{-1}$$

zu setzen. Paschen beobachtete die Strahlung einer 500° heißen Wasserdampfschicht von 7 cm Länge. Hieraus würden sich kleinere als die oben gefundenen Absorptionszahlen ergeben und zwar $k_1 = 9$ und $k_2 = 27$. Diese Werte sind aber aus verschiedenen Gründen als zu klein zu betrachten. Somit ergibt sich für die Absorption einer Wasserdampfschicht unter dem Gesamtdruck einer Atmosphäre, wenn die schwarze Strahlung von der Temperatur t ° C hindurchgeht, zu

$$\left.\begin{aligned} E_{\text{abs.}} = {} & W_1\left(1 - \frac{1 - e^{-20ps}}{20ps}\right) \\ & + W_2\left(1 - \frac{1 - e^{-45ps}}{45ps}\right) \\ & + W_3(1 - e^{-ps})\ \text{WE/m}^2\,\text{st}. \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

Die Werte W sind hierbei für jede Temperatur t der Zahlentafel 2 zu entnehmen. Der Formel kommt nicht die Genauigkeit zu wie der entsprechenden der CO_2-Absorption.

Die Messungen der Gesamtabsorption durch Angström und Gerlach sind miteinander kaum vereinbar. Die Formel 12 ergibt von beiden Messungen große Abweichungen; die Ergebnisse liegen in der Richtung des Mittels der beiden Messungen aber näher den Ergebnissen Gerlachs. Bevor nicht weitere ausführliche Messungen der Gesamtabsorption des Wasserdampfs und auch seiner Absorptionskurven vorliegen, sind über die Zuverlässigkeit der Gl. (12) keine sicheren Angaben zu machen. Nach den Messungen der Gesamtabsorption von Gerlach scheint sie zu große Absorptionen zu geben.

Berechnung der Strahlung der Gase.

Mit den angegebenen Formeln der Absorption ist eine Berechnung der Strahlung von endlichen Gaskörpern oder auch unendlich ausgedehnten dünnen Gasschichten noch nicht möglich. Man muß hier auf die allerdings zum Teil übermäßig komplizierten Formeln der im Anfang behandelten geometrischen Gaskörper zurückgreifen oder besondere Annäherungsformeln aufstellen.

Eine genauere Untersuchung ergibt nun, daß die Strahlung eines Gaszylinders nach seiner Grundfläche um den durch das Absorptionsgesetz

$$E = E_0(1 - e^{-k\cdot p\cdot L}) \quad (13)$$

gegebenen Ausdruck schwankt. Und zwar ist die Strahlung größer als (13) angibt, wenn das Verhältnis von Durchmesser d zur Länge L des Zylinders groß ist und kleiner als (13) angibt, wenn d/L klein, also der Zylinder lang und dünn ist. Dies kann man benutzen, um unter Verwendung eines um 1 schwankenden Korrektionsfaktor φ mit dem einfachen Absorptionsgesetz (13) die Strahlung beliebiger Gaskörper zu berechnen. Die Strahlung eines Gaszylinders von der Temperatur t auf seine Grundfläche, der den Teil E der Strahlung eines schwarzen Körpers von der Temperatur t nach (13) absorbiert, wäre danach $\varphi\cdot E\cdot$ WE/m² st. Ein Vergleich der genauen Formel (3) für die Kugel und der hier nicht wiedergegebenen Formel für das Parallelepipedon mit den aus (13) bzw. (5) folgenden Werten ergibt, daß für fast alle in Frage kommenden Fälle φ zwischen 0,7 und 1,15 schwankt. Dies stimmt mit dem Ergebnis der oben erwähnten Untersuchung über den Einfluß von d/L überein, die qualitativer Natur war. Den Wert $\varphi = 0{,}7$ hat eine kleine Kugel mit $kpd = 0{,}5$, den Wert 1,15 ein flaches Gasparallelepipedon von der Größe $3\cdot 1\cdot 0{,}5$ m³, das bei einem Wert $k\cdot p = 1$ auf die Begrenzungsfläche $3\cdot 1$ m² strahlt. Für $kp \to \infty$ wird φ stets gleich 1. Für flache Körper wird φ also gleich oder größer als 1, für gedrungene gleich oder kleiner als 1.

Die Annäherungsformel für die Strahlung eines kohlensäurehaltigen Gaskörpers von Atmosphärendruck, dem CO_2-Partialdruck p in Atmosphären (760 mm Hg) und der Höhe h (in Metern) der über der bestrahlten Fläche liegenden Gasschicht, ist bei $ph > 0{,}01$ entsprechend Gl. (10)

$$\left.\begin{aligned} E = {} & \varphi_1(K_1 - K_1')\left(1 - \frac{1 - e^{-16ph}}{16ph}\right) \\ & + \varphi_2(K_2 - K_2')\left(1 - \frac{1 - e^{-1800ph}}{1800ph}\right) \\ & + \varphi_3(K_3 - K_3')\left(1 - \frac{1 - e^{-80ph}}{80ph}\right)\ \text{WE/m}^2\,\text{st} \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

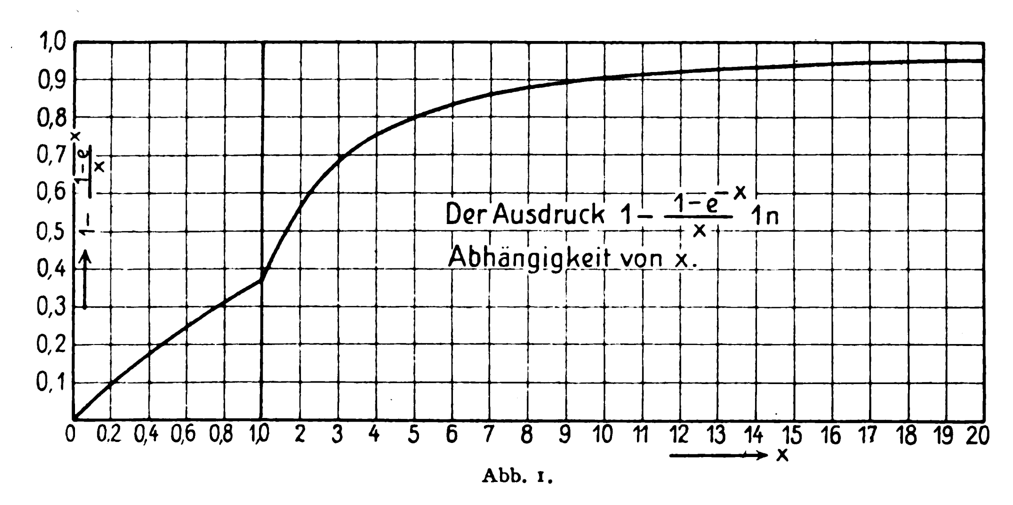


Abb. 1.

und bei $ps < 0{,}01$ entsprechend (11)

$$\left.\begin{aligned} E = {} & \varphi_1 (K_1 - K_1') \left(1 - \frac{1 - e^{-16ph}}{16ph}\right) \\ & + 0{,}69\, \varphi_2 (K_2 - K_2') \left(1 - \frac{1 - e^{-1800ph}}{1800ph}\right) \\ & + 0{,}45\, \varphi_3 (K_3 - K_3') \\ & \cdot \left(1 - \frac{1 - e^{-80ph}}{80ph}\right) \mathrm{WE/m^2\,st.} \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

Die Wasserdampfstrahlung ist entsprechend Gl. (12)

$$\left.\begin{aligned} E = {} & \varphi_1 (W_1 - W_1') \left(1 - \frac{1 - e^{-20ph}}{20ph}\right) \\ & + \varphi_2 (W_2 - W_2') \left(1 - \frac{1 - e^{-45ph}}{45ph}\right) \\ & + \varphi_3 (W_3 - W_3') (1 - e^{-ph})\ \mathrm{WE/m^2\,st.} \end{aligned}\right\} \quad (16)$$

Die Werte K' und W' sind die von den Wänden in das Gas zurückgestrahlte Energie und der Wandtemperatur entsprechend aus den Zahlentafeln 1 und 2 zu entnehmen. Die Werte K und W sind die entsprechenden Werte der Gasstrahlung, also unter der Temperatur des Gases den Zahlentafeln zu entnehmen. Daß die einfache Differenz $K - K'$ bzw. $W - W'$ vor den Klammerausdrücken auftritt, folgt aus einer Betrachtung des Temperaturgleichgewichts.

Wenn man die von nicht schwarzen Begrenzungsflächen des Gaskörpers aufgenommene Wärmemenge berechnen will, muß man die rechte Seite der Gl. (14) bis (16) noch mit der Emissionsfähigkeit C'/C multiplizieren, wobei C' die Strahlungskonstante der Grenzflächen für ultrarote Strahlen und C die des schwarzen Körpers ist.

Wenn Wasserdampf und Kohlensäure gleichzeitig in einem strahlenden Gasgemisch vorkommen, was die Regel sein wird, so wirken diese Einzelgase wie ein Gas von entsprechend höherer Konzentration an denjenigen Stellen, wo sie gleichzeitig emittieren. Man kann trotzdem beide Strahlungen getrennt nach den vorstehenden Formeln berechnen und addieren, wenn die Summe der Werte $p \cdot h \cdot k$ von Wasserdampf und Kohlensäure noch so klein ist, daß die e-Funktion annähernd linear mit ihrem Exponenten zunimmt. Dies ist etwa bis zum Exponenten 0,2 der Fall. Kohlensäure und Wasserdampf emittieren gleichzeitig bei dem Streifen 1, und zwar so, daß der Wasserdampfstreifen den Kohlensäurestreifen vollständig überdeckt. Bezeichnen im folgenden die Zeiger K die Werte der Kohlensäure, die Zeiger W diejenigen des Wasserdampfes, so hat man für den Fall, daß in dem Streifen 1

$$20 p_W \cdot h + 16 p_K \cdot h > 0{,}2 \quad (17)$$

ist, folgende Formel für die Strahlung eines Kohlensäure-Wasserdampfgemisches gegen eine Wand von der Strahlungszahl C' anzuwenden:

$$\left.\begin{aligned} E_{\text{gesamt}} = \frac{C'}{4{,}9} \Bigg[& \varphi_1 (W_1 - W_1') \\ & \cdot \left\{1 - \frac{1 - e^{-h(20p_W + 16p_K)}}{h(20p_W + 16p_K)}\right\} \\ & + \varphi_2 (K_2 - K_2') \left\{1 - \frac{1 - e^{-1800 p_K h}}{1800 p_K h}\right\} \\ & + \varphi_3 (K_3 - K_3') \left\{1 - \frac{1 - e^{-80 p_K h}}{80 p_K h}\right\} \\ & + \varphi_4 (W_2 - W_2') \left\{1 - \frac{1 - e^{-45 p_W h}}{45 p_W h}\right\} \\ & + \varphi_5 (W_3 - W_3') \left\{1 - e^{-p_W h}\right\} \Bigg] \\ & \mathrm{WE/m^2\,st.} \end{aligned}\right\} \quad (18)$$

Diese Formel wird für fast alle strahlenden Gemische angewandt werden müssen. Für Überschlagsrechnungen kann man die φ-Werte gleich Eins setzen. Die Strahlungszahl C' dürfte je nach dem Material der bestrahlten Wände (und der

Absorptionsstärke des Gases) zwischen 1,5 und 4,5 schwanken. Ihre Größe bei hohen Temperaturen ist für die verschiedenen technischen Oberflächen noch unbekannt und bedarf dringend baldiger Messung von physikalischer Seite.

Zur Berechnung der Exponentialausdrücke kann Abb. 1 mit der Funktion $1 - \frac{1 - e^{-x}}{x}$ benutzt werden.

Eine Berechnung der Strahlung der Feuergase nach Gl. (14) bis (18) zeigt, daß die Strahlung schon bei Temperaturen von 500° C häufig den Wärmeübergang durch Konvektion erreicht.[16]) Für die Verhältnisse im Siemens-Martin-Ofen ergibt sich ein Anteil der Strahlung am beobachteten Gesamtwärmeübergang von fast 90 % und in Walzwerksöfen von etwa 75 %. Dies bedeutet eine Umwälzung der heute meist vertretenen Anschauung der Feuerungstechnik über den Wärmeübergang zwischen heißen Gasen und festen Körpern. Der Einfluß der Kohlensäure ist wegen der außerordentlich hohen Absorptionszahl des Streifens II auch bei Partialdrucken von 1 mm Hg und weniger, wie er dem Gehalt der gewöhnlichen Luft entspricht, erheblich, so daß, wie die Rechnung ergibt, selbst die Vorwärmung der Luft in Winderhitzern usw. zu einem merklichen Teil auf Strahlung zurückzuführen ist. Eine ausführliche Darstellung der praktischen Folgerungen dieser Untersuchungen ist als Mitteilung 55 der Wärmestelle Düsseldorf (Ver. D. Eisenhüttenleute) erschienen.

Zusammenfassung.

Es wird an Hand eines Gedankenexperiments nachgewiesen, daß die Strahlung beliebiger Gaskörper mit der Temperatur angenähert (und zwar mindestens) nach dem Planckschen Strahlungsgesetz zunimmt. Eine Methode zur Berechnung der Strahlung von Gaskörpern wird geliefert. Mit Hilfe der bekannten Messungen des Absorptionsspektrums und der Gesamtabsorption der Kohlensäure und des Wasserdampfes werden Absorptionsformeln [Gl. (10), (11), (12)] aufgestellt. Daraus werden Annäherungsformeln[17]) zur Berechnung der Strahlung von kohlensäure- und wasserdampfhaltigen Gaskörpern abgeleitet [Gl. (14), (15), (16), (18)].

[16]) Bei kleinen Gasgeschwindigkeiten und großen Schichtdicken (Flammrohr, Ofen).

[17]) In neuester Zeit (März bis April 1924) haben ausführliche Messungen auf den Rheischen Stahlwerken in Duisburg-Meiderich unter Bestätigung der Voraussagen dieser Arbeit ergeben, daß die tatsächliche Gasstrahlung etwas größer ist als Gl. (18) verlangt.

(Eingegangen am 5. November 1923.)

Wärmetechnische Untersuchungen am Glasofen.

I. Der Wärmefluß im Siemens-Braunkohlen-Generator mit Treppenrost.

(Mitteilung aus dem glastechnischen Laboratorium der Osram G.m.b.H., Werk W., Weißwasser O.-L.)

Von G. Gehlhoff, O. Ricklefs u. W. Schreiber.

Übersicht.

Es wird zunächst die Gaserzeugung im offenen Siemens-Generator mit Treppenrost bei Betrieb mit Rohbraunkohle betrachtet, sodann an hand von laufenden Messungen der Gaszusammensetzung und der einschlägigen Temperaturen der Wärmefluß im Generator und in den Kanälen bis zur Wechseltrommel sowie aus der Wärmebilanz des Generators sein Wirkungsgrad zu 0,65 bestimmt.

1. Das Versuchsmaterial.

Zur Verfügung stand eine jüngere Rohbraunkohle aus dem Lausitzer Revier von Tschöpeln, deren Zusammensetzung im Durchschnitt von 2 Monaten sich wie folgt ergab:

Elementar-Analyse:

C	24,4 %
H_2	2,755 %
S	2,12 %
N_2	0,43 %
O_2	14,845 %
H_2O	53,0 %
Asche	2,46 %
	100,010 %

Immediat-Analyse:

Wassergehalt	53,0 %
flüchtige Bestandteile	24,6 %
fixer Kohlenstoff	19,1 %
Asche	3,2 %
	99,9 %

Die Beschüttung des Generators, welcher mit einem Treppen- und einem kleinen Planrost versehen ist, geschieht von Hand; die Heizgase ziehen durch den natürlichen Auftrieb ab, und zwar durch den Abzugskanal, Hengst, Gassammelkanal und Wechseltrommel zum Regenerativofen.

Die vorliegenden Untersuchungen erstrecken sich auf den Generator,

a) Kohlensack,
b) Arbeitszonen,
c) Abzug,
d) die Gaskanäle bis zur Wechseltrommel.

Mit der Wechseltrommel beginnt der Bereich des Ofens.

In dieser Anlage zieht das Heizgas von der Schüttung bis zur Wechseltrommel durch Kanäle,

die im Beharrungszustande im allgemeinen dieselbe Temperatur beibehalten. Das chemische Gleichgewicht wird nicht gestört, wenn auch kleine Temperaturschwankungen vorkommen können, besonders wenn sich Wasser und Teer in den Kanälen niederschlagen.

2. Vorgänge im Generator, Allgemeines.

Die kalte, nasse Kohle wird in der oberen Zone des Kohlenraumes im Generator vorgewärmt; ein Teil ihres Feuchtigkeitswassers und der leichtflüchtigen Kohlenwasserstoffe werden hier schon ausgetrieben, dieses Wasser- und Teerdampfgemisch zieht durch die Schüttung in den Abzug, wobei es heißere Teile durchstreichen muß.

Infolge des Abrandes rutscht die Kohle nach unten und gelangt aus dem Vorratsbehälter in den Gasungsraum, wo in der Entgasungszone die schweren Teeröle ausgetrieben werden und in der Vergasungszone die Bildung von Kohlensäure, Kohlenoxyd, Methan und Wasserstoff erfolgt.

Die Asche verläßt beim Abschlacken und Schüren durch die Rostspalten die Schüttung unter Mitnahme von unvergastem Kohlenstoff: je nach Art der Kohle ist der letztere Teil groß oder klein. — In der Asche kann ein ziemlicher Gehalt an Schwefel nachgewiesen werden, der jedoch im Verhältnis zum Ganzen sehr gering ist und vorläufig außer Rechnung bleiben soll.

Die Vergasungs- oder Primärluft tritt durch den Rost in die Kohle, nachdem sie durch die strahlende Wärme des letzteren bis auf rd. 80° C vorgewärmt wurde. Die eigentliche Arbeitszone des Generators beginnt etwa 20 cm über dem Rost, ihre obere Begrenzung richtet sich ganz nach dem Wassergehalt der Kohle und der Stückigkeit derselben. Die heißen Gase ziehen aus ihr durch die oberen Kohlenschichten, erwärmen dieselben und vereinigen sich im Abzugsraum mit den aus dem Vorratsraum der Kohlen herrührenden Wasser- und Teerdämpfen und ziehen durch den Abzugskanal dem Hengst zu.

In den nicht allzu tief in die Erde eingebetteten Gaskanälen tritt durch Leitung ein Kühlverlust ein, Teer und Wasser gehen aus dem dampfförmigen in den flüssigen Zustand über.

Der Gasabzugskanal hat von dem Hengst bis zur Schüttung ein kleines Gefälle, so daß sowohl der im Kanal niedergeschlagene Teer wie das Wasser zum Generator zurückfließen, zu dem Zweck, daß sich der Teer, wenn er bis zur Arbeitszone gelangt, in dieser in Gas umsetzt, was aber nur zum kleineren Teile geschieht. Das Flüssigkeitsgemisch fließt ab an der kalten Rückwand, das Wasser wird, wenn dessen Menge nicht zu groß ist, wieder verdampft und tritt als Dampf in den Abzugskanal, so einen Kreislauf ausführend, während der Teer, da seine Verdampfungstemperatur höher als die des Wassers liegt, bis in die Arbeitszone gelangt und hier teilweise zerlegt wird, wobei sich fester Graphit abscheidet, der mit der Zeit den Querschnitt des Generators erheblich verengt. Ist genügend freie Wärme vorhanden, so wird sich alsbald ein Gleichgewichtszustand herausstellen zwischen dem Flüssigkeitsgemisch und der Wärme, dergestalt, daß das Gemisch dauernd Wärme aus dem Generator ab- und diese den Kanalwandungen zuführt. In diesem Beharrungszustand ist die Menge der abgeführten Wärme nur abhängig von der Temperatur im Abzugsraum des Generators.

Ist das Gemisch gegenüber der Wärme im Übergewicht, so wird nur ein Teil wieder verdampft bzw. in Graphit umgesetzt, der Rest fließt an der hinteren Generatorwandung herab, drückt die Temperatur der Arbeitszone erheblich und dadurch die Güte des Gases und tritt schließlich unter dem Rost als Flüssigkeit zutage.

Das entstandene Gas zieht nun durch den Hengst und den Sammelkanal zur Wechseltrommel, wobei sich wieder erhebliche Mengen Teer und Wasser niederschlagen, die aber nicht mehr zurückfließen können, sondern in eine hierfür vorgesehene Teergrube fließen, die alle 3—4 Tage leergepumpt wird.

Der Rest, Heizgas nebst Wasserdampf und leichter flüchtigen Bestandteilen, tritt nun aus der Wechseltrommel in die zum Ofen gezählten Kanäle.

3. Zusammenstellung der nachstehend verwandten Abkürzungen.

Immediatanalyse:

W . . . . . Wasser,
$1 - W$ . . . Trockenkohle,
$\mathfrak{A}$ . . . . . Asche,
S . . . . . Schwefel,
F . . . . . flüchtige Bestandteile,
c_1 . . . . . fixer Kohlenstoff.

Daraus ergibt sich:

$$W + \mathfrak{A} + S + F + c_1 = 1,$$
$$\mathfrak{A} + S + F + c_1 = 1 - W.$$

Elementaranalyse:

c_2 . . . . Kohlenstoff,
h . . . . Wasserstoff,
s . . . . Schwefel,
n . . . . Stickstoff,
o . . . . Sauerstoff,
$\mathfrak{a}$ . . . . Asche.

Daraus ergibt sich:

$$c_2 + h + s + n + o + \mathfrak{a} = 1,$$
$$(c_2 + h + s + n + o + \mathfrak{a}) \cdot (1 - W) + W = 1,$$
$$\mathfrak{a} = \frac{\mathfrak{A}}{1 - W}; \quad \mathfrak{A} = \mathfrak{a} \cdot (1 - W),$$

$$s = \frac{S}{1 - W}; \quad S = s \cdot (1 - W).$$

$c_2 (1 - W) = c$ = Kohlenstoff in der Rohkohle,
c_3 . . . . flüchtiger Kohlenstoff (Bestandteil der Kohlenwasserstoffe),
c_4 . . . . Kohlenstoff in der Asche,
c_3 . . . . $c_2 (1 - W) - c_1$.
Die Menge des Teeres muß geschätzt werden und betrage $\vartheta \cdot$ Gewicht der Rohkohle.
α . . . . Verdampfungskoeffizient des Wassers,
β . . . . Verdampfungskoeffizient der leichten Teeröle.

4. Grundlagen der Versuche.

Die Kohle gelangt im Generator dem Abbrand folgend nacheinander in drei Zonen, die nicht streng voneinander geschieden werden können, sondern ineinander übergehen:

a) die Vorwärmungszone,
b) die Entgasungszone,
c) die Vergasungszone.

Sie unterscheiden sich hauptsächlich durch die in ihnen herrschende Temperatur.

a) Die Vorwärmungszone.

Dem in Betrieb befindlichen Generator werden G kg Rohkohle aufgegeben, dieselben haben die Temperatur t_a.

Während der Vorwärmung fließt nun eine Wärmemenge Q_1 der frei im Generator verfügbaren Wärme in die Rohkohle, bringt sie auf die Temperatur t_1 und verdampft Wasser und leicht flüchtige Teerbestandteile. Hierzu steht die Zeit z_1 zur Verfügung, welche eine Funktion der Belastung ist.

Es werden $\alpha \cdot W \cdot G$ kg Wasser und
$\beta \cdot \vartheta \cdot G$ kg Teerbestandteile

verdampft, wobei $0 < \beta < \alpha \leqq 1$.

Bezeichnet man mit „i" die Gleichdruckwärme, so wird:

$$Q_1 = G \int_{t_a}^{t_1} d\, i.$$

Die Temperatur der Vorwärmungszone beträgt nach Messungen 70 bis 110° C. Da bei dieser Temperatur nur sehr geringe Anteile der Teere verdampfen, so sollen diese vorerst außer acht gelassen werden. Das Wasser wird sich völlig in Dampf verwandeln und daher $\alpha \sim 1$ werden. Dann ist die Gleichung übergegangen in:

Verdampfte Wassermenge $= W \cdot G$ kg.

b) Entgasungszone.

In ihr werden alle flüchtigen Bestandteile der Kohle ausgetrieben. Nach Messungen schwanken die Temperaturen in ihr räumlich und zeitlich.

Es finden bereits Zersetzungen der Kohlenwasserstoffe statt, vor allem entstehen CH_4, H_2 und geringe Mengen von schweren Kohlenwasserstoffen. Begünstigt wird die Bildung von CH_4 noch durch das zurückfließende Teer-Wassergemisch aus dem Abzugskanal, wobei sich, wie schon früher gesagt, Graphit abscheidet.

Die Zersetzungen verlaufen unter Wärmetönung, wir bezeichnen sie mit

$$Q_z = G \cdot \int_{t_1}^{t_2} d\,u + A p v,$$

$d\,u$ = die Änderung der inneren Energie,
$A \cdot p \cdot v$ = Äquivalent der äußeren Arbeit.

Außerdem muß die Beschickungskohle auf die Temperatur der Zone gebracht werden.

Bezeichnet di wieder die Änderung der Gleichdruckwärme, so gilt:

Die zugeführte Wärme

$$Q_2 = G \cdot \left\{ \int_{t_1}^{t_2} d\,i - \left[\int_{t_1}^{t_2} d\,u + A p \cdot v \right] \right\}.$$

Somit muß aus der freien Wärme des Generators bestritten werden:

$$Q = Q_1 + Q_2 = G \cdot \left\{ \int_{t_a}^{t_2} d\,i - \left[\int_{t_1}^{t_2} d\,u + A p \cdot v \right] \right\}.$$

In die Vergasungszone gelangt nur fixer Kohlenstoff nebst den Aschebestandteilen.

Also müssen in den ersten beiden Zonen ausgetrieben sein:

$$G \cdot \{1 - (c_1 + \mathfrak{A})\} \text{ kg}.$$

Die Beschickung der Vergasungszone beträgt daher:

$$G \cdot (c_1 + \mathfrak{A}) \text{ kg}.$$

Die Asche enthält c_4 kg Brennstoff, somit vergasen in der Vergasungszone

$$G \cdot (c_1 - c_4) \text{ kg Brennstoff.}$$

c) Die Vergasungszone.

Sie liefert Wärme zur Vorwärmung und für die Entgasungszone. Sie muß imstande sein, so viel Wärme, freie Wärme, zur Vorwärmung und ins Gas zu liefern, daß durch eine erneute Beschickung die Temperatur nicht wesentlich herabgedrückt und dadurch die Güte des Gases herabgesetzt wird.

Im wesentlichen findet in ihr eine unvollkommene Verbrennung oder Vergasung des fixen Kohlenstoffes zu Kohlenoxyd statt; sie beginnt bei etwa 700° C und erreicht bei etwa 1000° C nahezu den konstanten Endwert.

Im allgemeinen geht aus vorstehender Aufstellung hervor, daß die frisch aufgegebene Kohle

die Temperatur im Generator und dadurch den CO-Gehalt des Gases stark drückt; andererseits wird das Gas an brennbaren flüchtigen Bestandteilen reicher, besonders an CH_4. Wir haben also zunächst nach der Schüttung ein kurzes Sinken des Heizwertes zu erwarten, bis die CH_4-Bildung den Abfall an CO überwiegt. Der Gehalt des Gases an schweren Kohlenwasserstoffen dürfte im allgemeinen derselbe bleiben.

Der Wasserstoffgehalt ist im wesentlichen abhängig von den Kohlenwasserstoffen, doch könnte bei Zunahme der Schüttungstemperatur eine Dissoziation von Wasserdampf, aus der Feuchtigkeit der Primärluft herrührend, den Rückgang der Lieferung aus den Kohlenwasserstoffen aufheben und eventuell sogar eine leichte Zunahme an H_2 mit zunehmendem Abbrand eintreten.

5. Der Einfluß des Schürens und Putzens.

Unter Schüren versteht man Öffnen der Rostspalten durch Zurückstoßen der Schlacke, unter Putzen die Reinigung der Feuerung von Asche und Schlacke.

Der Generator holt sich den benötigten Sauerstoff durch den Rost. Es sei frisch geschürt und geputzt; dann wird eine verhältnismäßig große Luftmenge durch die Rostspalten treten und viel Kohlenstoff in Kohlensäure umsetzen, d. h. zu CO_2 verbrennen. Der Generator geht heiß. Mit fortschreitendem Abbrand werden die Rostspalten sich mit Asche zusetzen, die Luftzufuhr wird gedrosselt; die erzeugte hohe Temperatur und der verringerte Luftüberschuß bedingen eine Zunahme von CO und eine Abnahme von CO_2. Dies wird so lange eintreten, bis das CO-Maximum überschritten wird, d. h. die Temperatur dann zu tief gesunken ist und die CO_2-Bildung relativ die CO-Erzeugung überwiegt.

Der ideale Betrieb ist der, möglichst erst zum Maximum der CO-Erzeugung zu schüren und dann den Generator möglichst lange sich selbst zu überlassen. —

Hinsichtlich des Wärmeflusses in der Schüttung sind wir auf Grund vorstehender Überlegungen zu folgenden Ergebnissen gelangt:

Es treten zwei Wärmeflüsse auf, die als solche jedoch tatsächlich nicht getrennt bestehen können, da deren Grenzen ineinander übergehen:

1. Die beschickte Kohle muß zunächst auf die Arbeitstemperatur gebracht werden. Die hierzu erforderliche Wärmemenge sei durch die Anheizperiode im Generator vorhanden; sie gehe von Schüttung zu Schüttung weiter.

2. Bei den chemischen Umsetzungen exothermer Art wird Wärme frei. Diese muß alle Verluste des Generators decken. Sie muß die unter 1 erwähnte Arbeitswärme ergänzen, die fühlbare Wärme der Generatorgase liefern, die Strahlungs- und Leitungsverluste decken und alle chemischen Umsetzungen endothermer Art bestreiten.

Beide Wärmeflüsse sind nicht scharf trennbar, da auch der erste Strahlungs- und Leitungsverluste hat und sich aus dem zweiten ergänzen muß.

Eine derartige Unterteilung hat natürlich nur für den mittleren Wärmefluß eines Arbeitstages einen Sinn. Richtiger wäre vielleicht eine Vorstellung derart: Die frei verfügbare Wärme im Generator ist konstant. Mit zunehmendem Abbrand speichert sie sich in der Ver- und Entgasungszone auf und steigert dort die Temperatur. Vermöge der höheren Temperatur wird mehr Wärme an die abziehenden Gase abgegeben. Durch die Beschickung wird der stationäre Zustand gestört; die frisch aufgegebene Kohle saugt Wärme auf; die gesamte freie Generatorwärme verteilt sich auf eine größere Masse und die Temperatur geht daher herunter. Infolgedessen geht in der Zeiteinheit weniger Wärme in das Gas über, als vor der Beschickung. Die Arbeitstemperatur wie die Gastemperatur werden also um eine mittlere Gleichgewichtslage schwingen.

6. Durchführung der Versuche.

Es war nicht möglich, Einzeleinflüssen durch Änderung des Betriebes nachzugehen, da die Untersuchungen während des Betriebes ausgeführt wurden.

Die auftretenden Größen lassen sich einteilen in a) meßbare,
b) angenähert meßbare, und
c) schwer meßbare, deren Größenanordnung geschätzt werden muß.

Meßbar sind: Gaszusammensetzung, Druck und Temperatur; annähernd meßbar: Wasserdampf und Teerdämpfe; schwer meßbar: Teer allein und das zirkulierende Wasser im Abzugskanal.

Abb. 1 zeigt schematisch den Situationsplan der Generatoranlage und die Anordnung der Temperatur- und Gasmeßstellen.

Die Temperaturen wurden an 5 Stellen gemessen:

t_1 in der Asche,
t_2 in der Schüttung, und zwar
a) in der Vorwärmungszone,
b) in der Entgasungszone,
c) in der Vergasungszone,
t_3 im Abzugsraum des Generators,
t_4 im Hengst,
t_5 in der Wechseltrommel.

Die Thermoelemente, mit denen die Temperaturen bestimmt wurden, bestanden bei den Meßstellen 1, 2 und 3 aus Ni-CrNi, bei den Meßstellen 4 und 5 aus Fe-Konst. Sie schrieben auf Multithermographen, so daß sich ein bequemes Ablesen der Temperatur als Funktion der Zeit

ergab. Nur Meßstelle 1 wurde mit einem Handinstrument abgelesen.

Der Überdruck wurde nur im Hengst gemessen und betrug dort bis zu 2,5 mm W.S.

Gasproben wurden in laufender Folge bei Versuchen von 24 Stunden Dauer alle 30 Minuten, bei solchen von kürzerer Dauer alle 5 Minuten aus dem Hengst entnommen. Die Gaszusammensetzung wurde im erweiterten Orsatapparat bestimmt, bei welchem die Verbrennung des Wasserstoffes und Methans in einem mit Kupferoxyd gefüllten Quarzrohr vor sich ging.

Die Gasfeuchtigkeit nebst Teergehalt konnten vorläufig nur angenähert bestimmt werden. Zu diesem Zwecke wurde durch weite Rohre Gas aus dem Hengst abgesaugt und in 4 Kühltürmen, denen ein Chlorkalziumturm nachgeschaltet war, gereinigt; daran schloß sich zur Bestimmung des Schwefelwasserstoffes ein mit Kupferbimsstein gefülltes U-Rohr, zu welchem ein solches mit $CaCl_2$ gefülltes gehörte; hieran schloß sich wieder ein $CaCl_2$-Rohr, um das Zurücksteigen von Feuchtigkeit aus den Wasseraspiratorgefäßen zu verhüten. Infolge der, wenn auch nur geringen Kühlwirkung der Leitungsrohre ist anzunehmen, daß sich schon in ihnen Teer und Wasser abschied.

Zu einer experimentellen Erfassung des Wassers und Teeres in der Sammelgrube sind wir vorerst nicht gekommen. Diese Messung dürfte auch keine wesentlich genaueren Werte ergeben, da der Anteil des Grundwassers, welches am Orte ziemlich hoch steht, nebst dem des Tagewassers wohl nicht zu ermitteln ist.

Der Brennstoffgehalt der Asche wurde dergestalt bestimmt, daß eine Durchschnittsprobe der Asche längere Zeit an der Luft geglüht wurde; der Gewichtsverlust muß als reiner Kohlenstoff angesprochen werden, da in der Glut des Generators alle flüchtigen Bestandteile ausgetrieben wurden.

7. Betriebsergebnisse.

Abb. 2 zeigt den Verlauf der Temperatur im Abzugskanal, Hengst und in der Wechseltrommel. Die Asche verläßt den Generator mit einer mittleren Temperatur von 120° C. Beim Durchfall durch den Rost ist sie natürlich erheblich heißer, gibt aber den größten Teil ihrer Wärme durch Strahlung und Konvektion an die Verbrennungsluft und somit an den Generator wieder ab.

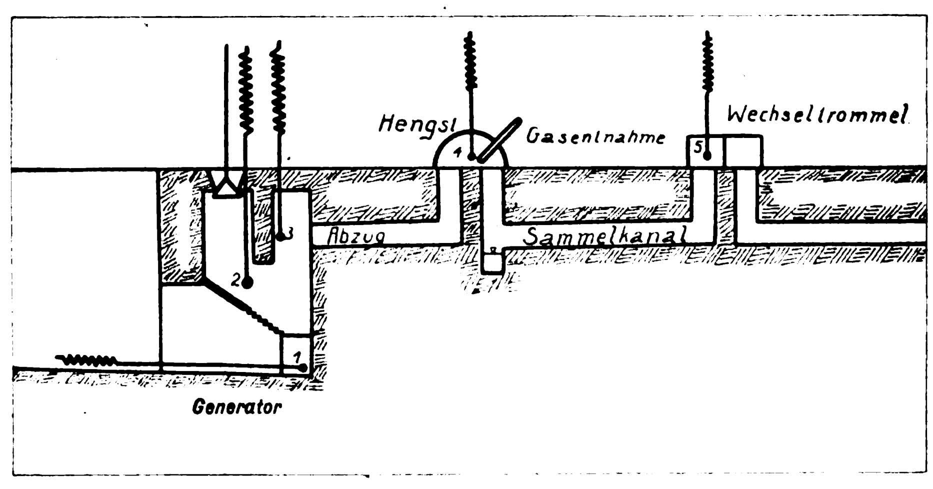


Abb. 1. Schema des Generators mit Kanälen bis zur Wechseltrommel.

Durch Höher- oder Tieferstellen des Thermoelementes 2 erhält man die Temperaturen in den verschiedenen Brennstoffschichten des eigentlichen Generators. Hierbei wurde festgestellt, daß die Temperaturen in den einzelnen Zonen räumlich und zeitlich stark wechseln.

Die Temperatur in der Vorwärmungszone steigt von rund 70° bei der Beschickung bis zu 110° und bleibt dann ziemlich konstant. Die Temperaturen in der Entgasungszone schwanken zwischen 110 und 800° C. Jeder Einfluß, Schüren, Schütten, selbsttätiges Nachrutschen von Kohle durch Einstürzen von „Kaminen" zeigt sich in eindringlichster Weise. Die Temperatur der Vergasungszone schwankt zwischen 800 und 1100° C. Die Temperaturkurven zeigen, daß einzelne Zonen nicht räumlich voneinander trennbar sind, sondern wandern, und zwar nicht kontinuierlich, sondern periodisch. Auf die Verhältnisse in der Ent- und Vergasungszone soll im Zusammenhang mit dem Vergasungsprozeß in einer besonderen Arbeit ausführlicher eingegangen werden.

Meßstelle 3 liefert die Temperaturen im Gasabzugsraum des Generators. Der Wert dieser Messungen liegt vor allem darin, das Gleichgewicht der freien Wärme zu der des aus dem Gaskanal

in den Generator zurückfließenden Teer- und Wassergemisches feststellen zu können. Die Temperatur schwankt ziemlich kontinuierlich zwischen 70 und 120° C.

Meßstelle 4 im Hengst und 5 in der Wechseltrommel wurden zur Feststellung von Wärmeverlusten eingebaut. Sie zeigen ziemlich gleiche Temperaturen.

Abb. 3 zeigt den Verlauf der Gaszusammensetzung in Abhängigkeit von der Zeit und den daraus berechneten Verlauf des Heizwertes. Aus der Abbildung geht hervor, daß

1. durch die Zwischenräume des Brennstoffes noch freier Sauerstoff hindurchgeht, daß

2. die Summe von O_2, CO_2 und $\frac{1}{2}$ CO nahezu konstant ist, wie aus der Verbrennung des Kohlenstoffes und der inneren Abhängigkeit zwischen CO_2 und CO nicht anders zu erwarten, daß

3. der Methangehalt gering und ziemlich konstant ist.

Betrachten wir Abb. 2 und 3 in Rücksicht auf die unten vermerkten Operationen am Generator, so ist der Zusammenhang unverkennbar. Um dies auffälliger zu machen, wurde die Kurve der Temperatur im Hengst mit größerem Ordinatenmaßstab gegeben.

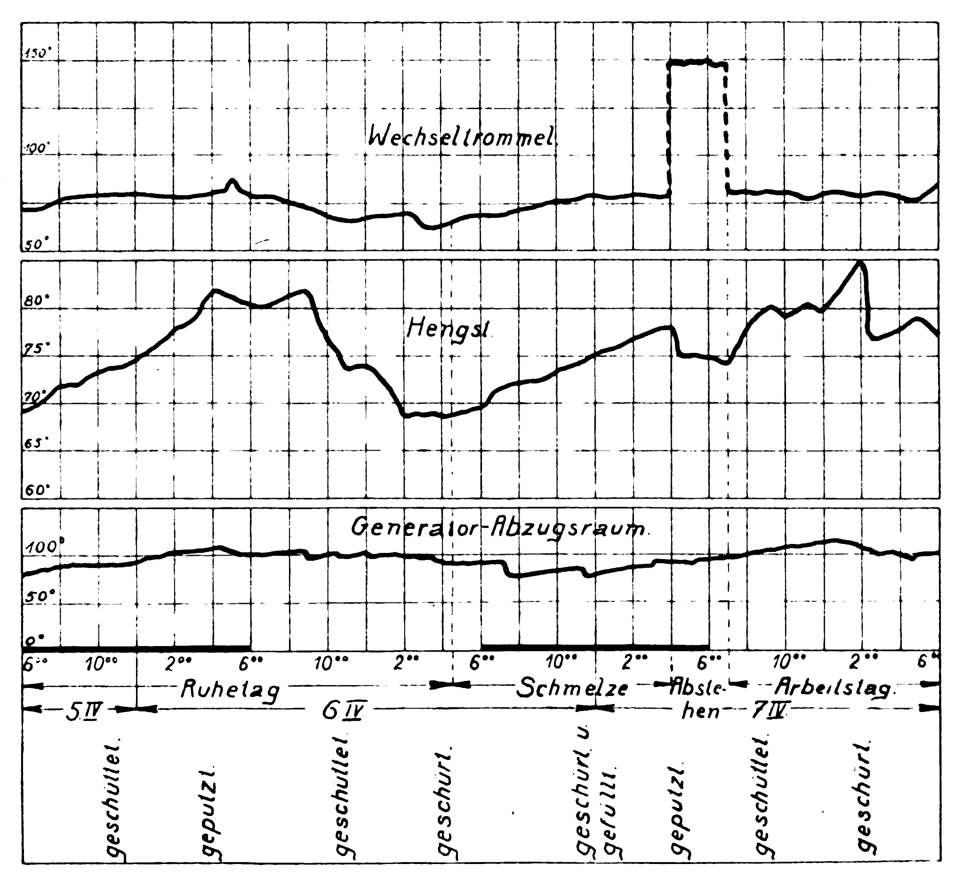


Abb. 2. Temperaturverlauf im Generator und Einfluß des Schürens und Putzens auf diese.

8. Wärmebilanz.

Die ausgeführten Messungen dienten neben der Gewinnung eines allgemeinen Überblicks über die Wärmevorgänge im Generator im wesentlichen der Erfassung von Durchschnittswerten der für die Aufstellung der Wärmebilanz erforderlichen Zahlen; die Durchschnittswerte wurden über 24 Stunden genommen und planimetrisch ausgewertet.

Die Bilanz bezieht sich auf 1 kg Rohkohle.

a) Gaszusammensetzung.

	Vol. %	Gewichtsanteile	Geh. an C.	Geh. an S.	Gewichtsanteil c_p	kcal
CO_2	6,1	0,1205	0,03285	—	0,02669	—
O_2	1,5	0,0214	—	—	0,00465	—
CO	17,2	0,2157	0,09224	—	0,05241	524
C_2H_6	0,3	0,0041	0,00335	—	0,00171	38
CH_4	1,38	0,0099	0,00741	—	0,00059	131
H_2S	1,1	0,0017	—	0,001589	0,00039	46
H_2	7,95	0,0071	—	—	0,02434	241
N_2	64,47	0,8664	—	—	0,19660	—
	100,00	1,1869	0,13585	0,001589	0,30738	980

b) Innere Bilanz.

Es bezeichnen: l die Flüssigkeitswärme,
r die Verdampfungswärme,
$l + r = \lambda$ die Gesamtwärme von 1 kg Wasser

so wird in der Vorwärmzone

$$Q_1 = G \cdot \int_{t_a}^{t_1} d\,i$$

$$= G \cdot \{W \cdot (\lambda - t_a) + (1 - W)(\cdot t_1 - t_a) \cdot C_p\},$$

$$(1 - W) \cdot \int_{t_1}^{t_2} d\,i = 67 \text{ kcal.}$$

Es entstehen CO_2, CO, CH_4 und C_2H_6.

Der flüchtige Kohlenstoff beträgt 0,244 — 0,191 = 0,053 kg/kg Rohkohle.

Der von CO_2, CH_4 uud C_2H_6 herrührende Kohlenstoff beträgt 0,05942 kg.

Diese Kohlenstoffbilanz ergibt, daß in der

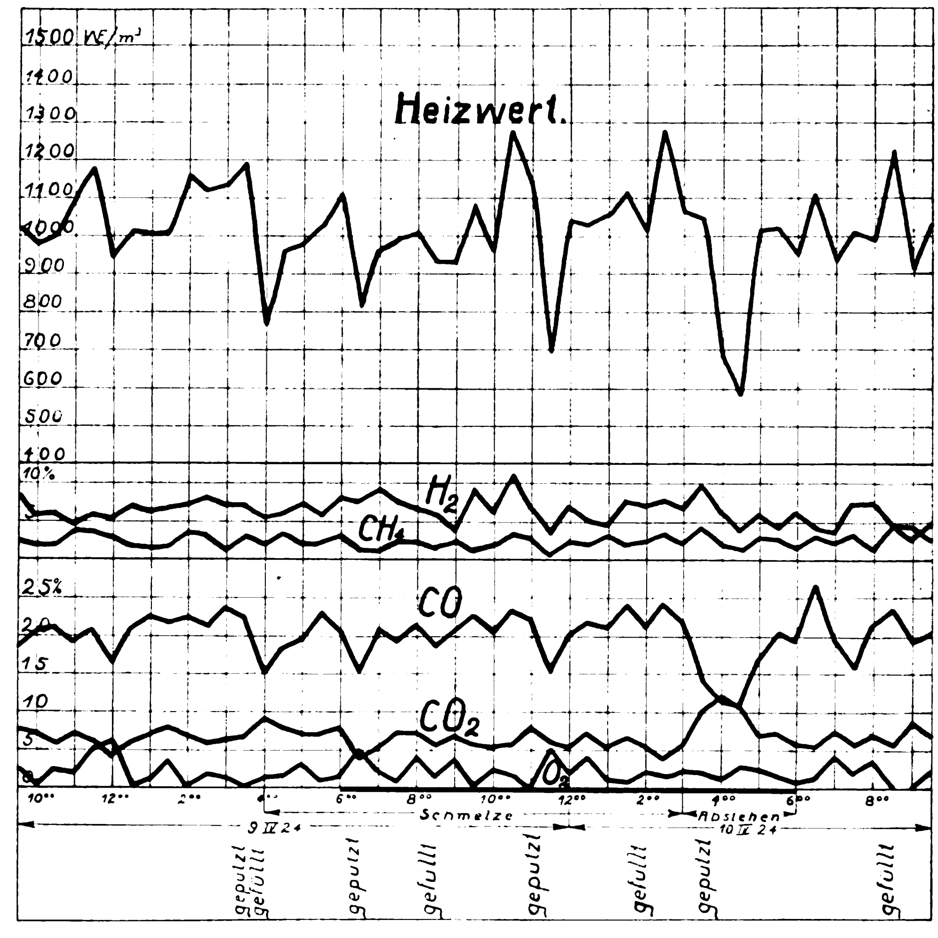


Abb. 3. Zusammensetzung und Heizwert des Gases an einem Arbeitstag.

$G = 1$ kg; $C_p = 0{,}203$; $t_a = 40^0$; $t_1 = 100^0$; $W = 0{,}53$,

also $Q_1 = 323$ kcal.

In der Entgasungszone war

$$Q_2 = G \cdot \left\{ \int_{t_1}^{t_2} d\,i - \left[\int_{t_1}^{t_2} d\,u + A\,p\,v \cdot \right] \right\}$$

$G = (1 - W)$; $t_1 = 100^0$; $t_2 = 800$;

Entgasungszone bereits starke Umsetzungen eintreten. Ganz abgesehen davon, daß CO_2 entsteht, muß auch ein Teil des CO dort entstanden sein. Die relativ geringe Wärmemenge von 67 kcal wird aus der freiwerdenden inneren Energie bestritten und vom Überschuß noch die Menge Q_1 geliefert bzw. ergänzt.

Es genügt also, als Arbeitswärme, die von kg zu kg weiter geht, die Menge $Q_1 = 323$ kcal, d. s. 12,8% der Beschickung anzusehen.

c) Äußere Generatorbilanz. Ergebnis.

	Bezeichnung	WE	%		Bezeichnung	kcal	%
H	Oberer Heizwert der Rohkohle nach Langbein .	2518	100	H_1	Trockenes Gas	1337	53,1
				H_2	Teer im Gas	—	—
				V_2'	Verlust bis zum Hengst.	2,32	0,09
				V_2''	Verlust vom Hengst bis zur Wechseltrommel.	251,68	10,00
				H_3	Wasser, Wärmeinhalt des Sattdampfes . . .	266,00	10,57
				V_3'	Dampfverlust bis zum Hengst	139,00	5,52
				V_3''	Flüssigkeitsverlust bis zur Wechseltrommel	18,00	0,72
				H_4	Gas, Wärmeinhalt . .	31,5	1,25
				V_4'	Verlust bis zum Hengst	10,00	0,40
				V_4''	Verlust: Hengst-Trommel	0,50	0,000
				V_5	Asche, Brennbares . .	298,00	11,85
				V_6	Wärmeinhalt	1,25	0,04
				V_7	Restverlust	162,75	6,46
Sa.		2518	100	Sa.		2518,00	100,00

Die Generatorbelastung pro Tag betrug 1432 kg/m² Rostfläche. Abb. 4 gibt vorstehende Bilanz in zeichnerischer Darstellung wieder. Der ringförmig

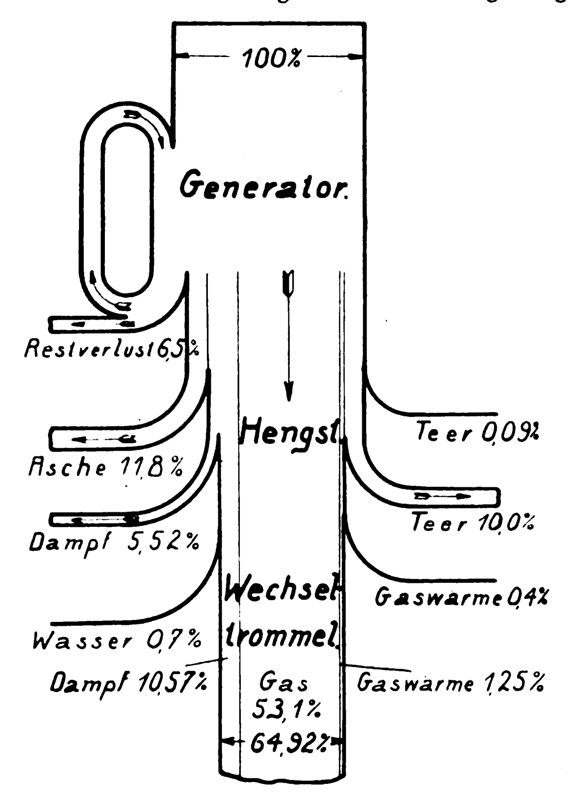


Abb. 4. Wärmefluß im Generator.

geschlossene Strom (links oben) ist der zum Anwärmen der Frischkohle erforderliche Wärmestrom, der durch die Anheizperiode im Generator vorhanden ist und von Schüttung zu Schüttung weiter geht.

d) Kohlenstoffbilanz.

Die Asche enthielt, bezogen auf ihr Eigengewicht, nach mehrfachen Proben im Durchschnitt 60% Verbrennliches. Somit wurden der Vergasung

0,03692 kg C/kg

entzogen.

Nach Laboratoriumsversuchen entstehen aus 1 kg Rohkohle

0,0454 kg Teer,

dessen Zusammensetzung sich zu

80% C
10% H_2
10% Asche + S + O_2 + N_2 ergab.

Der berechnete Heizwert des Teeres beträgt 9400 kcal kg.
Ein Teil dieses Teeres liefert bei der Zersetzung CH_4 und SKW (schwere Kohlenwasserstoffe).

Die Vergasung wird also nur auf CO_2 und CO aufgebaut. Der Vergasung wurden darnach entzogen:

in der Asche	0,03692 kg C
im Teer	0,03632 „ „
	0,07324 kg C/kg
1 kg Rohkohle enthielt . . .	0,244 kg C
An der Vergasung beteiligt somit	0,17076 kg C

Es entstehen also $\frac{0{,}17076}{0{,}12509} = 1{,}365$ m³ Gas mit

$H_1 = 1337$ kcal.

e) Teer.

Von den 0,03632 kg C im Teer werden im Heizgas zunächst 0,01076 kg nutzbar; es bleiben für den flüssigen Teer 0,02163 kg C/kg Rohkohle entsprechend 0,02705 kg Teer mit

$V_2' + V_2'' = 254$ WE.

Die im Hengst ermittelte Teermenge ergab nach mehreren Waschversuchen bei Schwankungen von 14—42 gr/m³ im Durchschnitt 18 gr/m³ Gas; d. s. also 0,02458 kg Teer/kg.

Die Differenz ging im Abzug verloren.

$$V_2' = 2{,}32 \text{ kcal}.$$

Der im Hengst gemessene Teer fließt in der Hauptsache in die Teergrube. Ein sehr geringer Anteil an Teerölen kommt in die Heizkanäle, doch ließ sich der Betrag bisher nicht ermitteln. Die ganze Teermenge wird als Verlust gebucht. $V_2'' = 251{,}68$ kcal. Die Verdampfungswärme der Teeröle ist nicht in Rechnung gesetzt und erscheint unter dem Restverlust.

f) Wasserdampf.

Die mittlere Gastemperatur betrug

im Hengst . . . . 76° Cels.
in der Wechseltrommel 75° „

Nasser Dampf hat bei diesen Temperaturen einen Partialdruck von

3929 kg/m²;

bleiben für das Gas, wenn der Barometerstand zu 760 mm Hg angenommen ist,

6401 kg/m²

bei einem Gasvolumen von

$$v = 1{,}745 \text{ m}^3.$$

Der Dampf hat nach Schüle das spez. Gewicht $\gamma_s = 0{,}2425$ kg/m³. Somit führt das Gas an Wasserdampf 0,423 kg/kg Rohkohle.

1 m³ trockenes Gas enthielt 64,47 Vol. % N_2.

In der Kohle waren 0,43 Gew. % N_2 entsprechend 0,003438 m³ N_2.

Somit waren durch die Luft 0,876 m³ N_2 zugeführt.

Primär- oder Vergasungsluft somit 1,108 m³.

1 m³ Luft führt bei 0° Cels. in gesättigtem Zustand etwa 5 gr H_2O. Somit enthält 1 kg Rohkohle an Wasserstoff:

in H_2	2,76 %	
„ Wasser . . .	5,93 %	
„ Primärluft . .	0,05 %	
	8,741 %	d. s. 0,08741 kg H_2
Das Heizgas enthält		0,01432 kg H_2
Somit bleibt verfügbar zur Bildung von H_2O		0,07309 kg H_2

dem entsprechen rd. 0,660 kg H_2O.

Es gehen also in den Kanälen bis zur Wechseltrommel

$$0{,}660 - 0{,}423 = 0{,}273 \text{ kg } H_2O$$

aus dem dampfförmigen in den flüssigen Zustand über.

Nach den Messungen der Meßstelle 2 betrug die Temperatur im Abzug im Mittel $t_2 = 100°$ C.

Das Wasser ist dampfförmig und enthält

$$0{,}660 \cdot 638{,}7 = 423 \text{ kcal}.$$

Bis zum Hengst kühlt sich das Wasser auf $t_3 = 76°$ ab. Ein Teil fließt, wie früher erwähnt, zum Generator zurück, der andere Teil wird hinter dem Hengst niedergeschlagen. Das Wasser wird bis zum Hengst in Nebelform mitgeführt und scheidet sich vermöge der stärkeren Wirbelungen hauptsächlich im Gassammelkanal aus. Der nach der Schüttung zurückfließende Teil wird immer wieder verdampft und bildet den früher besprochenen Kreislauf. Für die mittlere Tagesbilanz kann angenommen werden, daß sich vor dem Hengst immer dasselbe Wassergewicht pro Kilogramm Rohkohle niederschlägt. Ein gutes Kriterium hierfür liefert die Temperaturkurve $t_2 = f$(Zeit) (vgl. Abb. 2, Abzugsraum).

Bis zur Wechseltrommel bleibt die Temperatur konstant (der Abfall von 76 auf 75° werde vernachlässigt).

Vom Generator bis zur Wechseltrommel sind also ausgeschieden:

$$V_3' + V_3'' = 423 - 266 = 157 \text{ kcal},$$

da $H_3 = 266$ kcal nach den Dampftabellen. Der Kühlverlust trete bis zum Hengst auf, so daß hinterher nur noch der Flüssigkeitsverlust in Erscheinung tritt.

Somit wird $V_3' = 139$ kcal und $V_3'' = 18$ kcal.

Der durch den Wasserdampfkreislauf hervorgerufene Wärmeverlust kann nicht erfaßt werden und erscheint unter dem Restverlust in der Bilanz.

g) Wärmeinhalt des Gases.

Im Abzug = 1,365 · 0,30738 · 100	= 42 kcal
Im Hengst	= 32 „
In der Wechseltrommel . . H_4	= 31,5 „
Somit V_4'	= 10 „
V_4''	= 0,5 „

h) Asche.

Kohlenstoff 0,03692 C/kg

Somit $V_5 = 298$ kcal

t_1 gemessen zu 120° C

Wärmeinhalt der Asche

$$V_6 = 0{,}0608 \cdot 0{,}203 \cdot (120 - 20) = 1{,}25 \text{ kcal}.$$

i) Restverlust.

Der Restverlust V_7 enthält:
Leitungs- und Strahlungsverluste,
Verdampfungswärme der Teeröle,
Verlust durch den Wasserkreislauf,
Unterschied zwischen berechnetem und tatsächlichem Heizwert der Kohle; dieser Verlust kann positiv oder negativ sein.

Der Heizwert der Kohle wurde nach Langbein aus der Elementaranalyse ermittelt. Der obere Heizwert ergab sich



k) Wirkungsgrad des Generators.

	Bezeichnung	WE	%		Bezeichnung	WE	%
H	Oberer Heizwert der Rohkohle nach Langbein	2518	100	H_1	Oberer Heizwert des Gases	1337	53,10
				H_2	Wärmeinhalt d. Sattdampfes	266	10,57
				H_3	Fühlbare Wärme d. Gases	31,5	1,25
				Σ H	Nutzbare Wärme . . .	1634,5	64,92
				Σ V	Verluste	883,5	35,08
		2518	100			2518,0	100,00

$$H = 85\,C + 270\,H + 25\,S - 25{,}5\,O = 2518\text{ kcal}.$$

Also $$V_7 = 162{,}75\text{ kcal}.$$

Von den Einzelverlusten dieses Restgliedes kann man die Strahlungsverluste näherungsweise berechnen. Die Rostfläche beträgt 3 m^2, ihre mit Thermoelement gemessene mittlere Temperatur etwa 320° C, Außentemperatur zu 10° angenommen. Unter Annahme eines Emissionsvermögens von 0,9 ergibt sich ein Strahlungsverlust von rd 90 kcal/kg Kohle = 3,57 %. Hiervon wird ein Teil durch die strahlenerwärmte Luft dem Generator wieder zurückgeführt. Bei einer gemessenen Lufttemperatur von etwa 80° C dicht vor dem Rost sind dies rd 25 kcal/kg = rd. 1 %. Es bleiben also rd $2\frac{1}{2}$ % Strahlungsverlust.

$$\eta = 0{,}649 = 64{,}9\,\%.$$

Die so gewonnene Wärmebilanz baut sich auf dem aus der Elementaranalyse berechneten Heizwert der Kohle auf. Die Bilanz wird sich etwas verschieben durch die kalorimetrische Bestimmung des tatsächlichen Heizwertes, namentlich der zum Versuch wirklich benutzten Kohle. Immerhin wird diese Verschiebung gering sein und sich zahlenmäßig nur im Wirkungsgrad und im Restverlust zeigen, während die prozentischen Verhältnisse sich allgemein etwas verschieben, so daß die Wärmebilanz einen den tatsächlichen Verhältnissen im Generator entsprechenden guten Überblick gibt.

Der kalorimetrische Heizwert einer gut gemischten Durchschnittsprobe der benutzten Rohbraunkohle ergab sich nun tatsächlich zu 2578 kcal, d. h. etwas höher als der aus der Durchschnittselementaranalyse errechnete Wert. Würden wir diesen Wert einsetzen, so würde sich der Restverlust auf 8,64 % erhöhen und der Wirkungsgrad auf 63,6 % ermäßigen. Wir haben jedoch davon abgesehen, diesen Heizwert zugrunde zu legen, da uns mehr Elementaranalysen zur Verfügung standen als kalorimetrische Bestimmungen des Heizwertes, und da bei der geringen Differenz der errechnete Heizwert genügend genaue Resultate gibt.

Zusammenfassung.

1. Der Wirkungsgrad des offenen Siemens-Generator mit Treppenrost, bezogen auf den oberen Heizwert ergibt sich beim Betrieb mit Rohbraunkohle zu rund 65 %. Er ist vergleichbar dem Wirkungsgrad von geschlossenen Generatoren.

2. Zur Bestimmung der Wärmebilanz genügt es, den aus der Elementaranalyse nach der Langbeinschen Formel berechneten Heizwert zugrunde zu legen.

(Eingegangen am 26. April 1924.)

Ein Markstein der Gruppe Baden-Pfalz.

Am 25. Februar 1924 fand im Vortragssaale des neu erbauten Siemenshauses in Mannheim eine Sitzung der Gruppe Baden-Pfalz statt, der eine besondere Bedeutung beikommt.

Die Ortsgruppe hat sich seit ihrer Gründung im Februar 1921 in sehr erfreulicher Weise entwickelt. Es ist ihr gelungen, eine große Anzahl von Mitgliedern zu gewinnen, so daß sie mit rund 200 Mitgliedern heute die stärkste Ortsgruppe der Gesellschaft ist und — wie Prof. Dr. Gehlhoff launig bemerkte — der Hauptgesellschaft in Berlin starke Konkurrenz macht; außerdem hat sie eine Reihe von bedeutsamen wissenschaftlichen Vorträgen veranstalten können.

Die Gründung der Ortsgruppe erfolgte seinerzeit im Heidelberger Physikalischen Institut. Sie wurde von Anfang an in hervorragender Weise durch eine Reihe von Vorträgen aus diesem Institut eingeführt und auch weiterhin gefördert. Es sei bei dieser Gelegenheit auf die Vorträge von Herrn Geh. Rat Lenard über das Wesen der physikalischen Messungen und insbesondere über die Grundlegung des absoluten Maßsystems durch Gauß und Wilhelm Weber erinnert. Die mit reichen geschichtlichen Daten verknüpften Ausführungen riefen bei den Zuhörern einen unauslöschlichen Eindruck hervor, weil der Vortragende es in der ihm eigenen meisterhaften Weise verstand, dabei die Fundamente der Physik und des physikalischen Denkens bloßzulegen. Auch die übrigen Vorträge waren deshalb so nutzbringend für die Zuhörerschaft, weil sich an dieselben meist durch das Eingreifen Prof. Lenards eine sehr angeregte Aussprache entwickelte.



Wenn die Deutsche Gesellschaft für technische Physik es zu ihrer Aufgabe gemacht hat, den technischen und öffentlichen Kreisen die Forschungsergebnisse der reinen Physik in geeigneter Weise zu vermitteln, so können von diesem Gesichtspunkte aus diese Vorträge als besonders glücklich bezeichnet werden.

Hier sei noch an die Vorträge der Herren Prof. Dr. Karl Willy Wagner, Prof. Dr. A. Becker, Dr. Schmidt, Dr. Knipping, Dr. Tomaschek u. a. erinnert. Auch der Mitarbeit verschiedener anderer Heidelberger Institute sei hier mit Dank gedacht.



Abb. 1. Straße mit dem Siemenshaus in Mannheim.

Die räumliche Ausdehnung unserer Ortsgruppe machte es notwendig, daß auch in Mannheim-Ludwigshafen, an dem Wohnsitze der Mehrzahl der Mitglieder, des öfteren Vorträge gehalten werden. Leider fehlten an diesen Orten geeignete Vortragsräume, besonders für experimentelle Vorführungen. Zwar haben Firmen wie Brown, Boveri & Cie., Mannheim, bei Experimentalvorträgen durch Bereitstellung von Mitteln, namentlich von Apparaten und Instrumenten die Ortsgruppe bisher stets unterstützt, aber das Fehlen eines geeigneten, in Mannheim zentral gelegenen Vortragssaales machte sich auf die Dauer immer mehr fühlbar.

Es kam daher der Ortsgruppe sehr zustatten, daß die Siemens-Halske- und Siemens-Schuckert-Werke in Mannheim ihr einen Vortragssaal mit den nötigen Einrichtungen, sowie ein Sitzungszimmer zur dauernden Benützung zur Verfügung stellten.

Die Sitzung am 25. Februar 1924 nahm folgenden Verlauf: Die Eröffnung erfolgte durch den Vorsitzenden unserer Ortsgruppe, Herrn Dr. Hochheim, der die anwesenden Mitglieder und Gäste — es waren über 300 Personen versammelt — und Vertreter wissenschaftlicher und technischer Vereine begrüßte. Hierauf übergab Herr Direktor Bingel von den Siemens-Schuckert-Werken, Mannheim, der Deutschen Gesellschaft für technische Physik, insbesondere ihrer Ortsgruppe Baden-Pfalz, den Saal und das Sitzungszimmer. Es sei hier von den Ausführungen des Herrn Bingel, der auch über die Entstehung und Einrichtung des neuen Siemens-Hauses sprach, einiges wiedergegeben. Das Siemenshaus liegt inmitten der Altstadt, und es wurde die Aufgabe der baulichen Anlage in vollendeter Weise gelöst. Die Architektur des Hauses ist durchaus der Umgebung angepaßt. Die nebenstehenden Bilder 1 und 2 geben zwei Ansichten von ihm wieder. Da das Siemenshaus in Mannheim als südwestdeutsches Denkmal für Werner von Siemens gedacht ist, sind in verschiedenen Teilen des baulichen Schmuckes Erinnerungen an diesen angebracht. Es steht vor allem der plastische Schmuck des Hauses in engen Beziehungen zu den Erfindungen und Arbeiten Werner von Siemens. Mit den Plastiken wird in sinnreicher Weise an wichtige Erfindungen von Siemens (Galvanoplastik, Zeiger-Telegraph, dynamoelektrisches Prinzip usw.) erinnert. Im Treppenhaus befindet sich ein Bild, das den ersten elektrischen Aufzug darstellt. Dieser war im Jahre 1880 auf der Pfalzgau-Ausstellung in Mannheim und befindet sich jetzt im Deutschen Museum in München. Der Aufzug befand sich an der südlichen Seite des heute noch vorhandenen Zollgebäudes in Mannheim und beförderte Personen, die sich einen Rundblick über Mannheim und Ludwigshafen verschaffen wollten, auf einem Aussichtsturm.

Eine Leistung besonderer Art ist der Vortragssaal, der in Zukunft unserer Ortsgruppe in den



Abendstunden zur Verfügung steht. Eine Ansicht des Saales zeigt unser drittes Bild. Für Vortragszwecke ist ein großer Experimentiertisch vorhanden, ferner stehen Apparate für stehende und kinematographische Projektion zur Verfügung. Die Architektur und Innenausstattung des Saales ist ganz seinen Bestimmungszwecken angepaßt. An den Seitenwänden des Saales sind Bilder der bedeutendsten deutschen Physiker angebracht. Die Decke ist mit künstlerisch ausgeführten Sternbildern geschmückt.

Dann nahm der 1. Vorsitzende der Deutschen Gesellschaft für technische Physik, Herr Prof. Dr. Gehlhoff, der in dankenswerter Weise zu der Sitzung erschienen war, das Wort. Er übernahm den Saal und das Sitzungszimmer für die Gesellschaft für technische Physik und ihre Ortsgruppe Baden-Pfalz und sprach Herrn Karl Friedrich von Siemens, den Siemens-Halske und Siemens-Schuckert-Werken und Herrn Direktor Bingel den tiefgefühlten Dank des Vorstandes und der Gesellschaft aus. Die Siemenswerke, deren Hochherzigkeit die Gesellschaft schon so viel verdankt, haben sich, eingedenk ihres Namens und im Geiste ihres Gründers, erneut als hochherzige Förderer der technischen Physik erwiesen. Sodann sprach er über die Entwicklung, die Ziele und Bedeutung der Gesellschaft für technische Physik und erinnerte daran, daß schon vor dem Kriege von seiner Seite aus der Plan zur Gründung einer Gemeinschaft zur Pflege der technischen Physik gefaßt war. Leider wurde diese Sammlung technisch-physikalischer Kreise durch den Ausbruch des Krieges verhindert, und so konnte erst nach dem Kriege im Frühjahr 1919 zur Gründung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik geschritten werden.

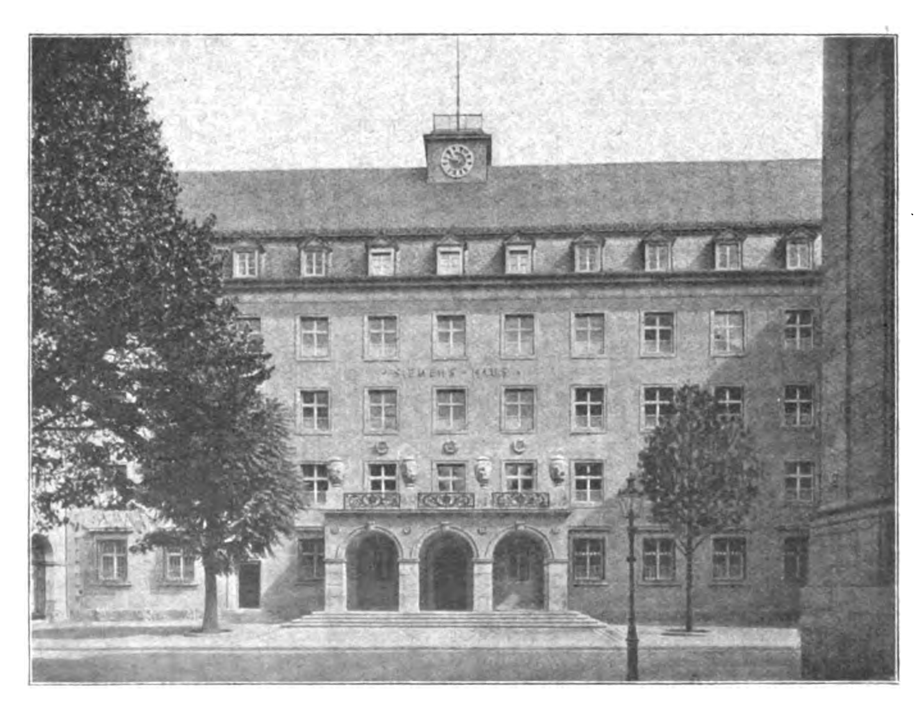


Abb. 2. Vorderansicht des Siemenshauses.

Nachdem die Gesellschaft ihre Hauptaufgaben hinsichtlich der Organisation, der Ausbreitung über das Reich, der Gründung von Ortsgruppen, des Ausbaues der Zeitschrift für technische Physik und der physikalischen Berichte, sowie der Neuorganisation des Studiums der technischen Physik im wesentlichen erfüllt hat, sieht der Vortragende die Hauptaufgabe der Gesellschaft in der Zukunft darin, in weitestem Maße den Ingenieuren technisch-physikalisches Wissen zu vermitteln, um so schädlicher Einseitigkeit zu steuern und die wissenschaftliche Basis der Technik und ihrer Fertigung möglichst zu heben.

In seinen weiteren Ausführungen zog der Vortragende einen Vergleich zwischen dem Stande der deutschen und der ausländischen, speziell amerikanischen Technik. Er knüpfte hierbei an persönliche Erfahrungen an, die er gelegentlich einer längeren Studienreise in Amerika im verflossenen Herbst sammeln konnte. Aus seinen Ausführungen war zu ersehen, daß auf fast allen Gebieten der Technik die Amerikaner sehr große Fortschritte gemacht, auf vielen Gebieten uns überholt haben, und daß die amerikanische Technik auf vielen Gebieten einen Vorsprung von 10 Jahren

erreicht hat. Der einzige große Vorteil, den die deutsche Technik vor der amerikanischen noch voraus hat, ist die wissenschaftliche Durchdringung der Technik, insbesondere der hohe Stand physikalisch-technischer Forschung. Aber auch auf diesem Gebiet machen die Amerikaner alle Anstrengungen, eine um so größere Gefahr für uns, als in Amerika fast unbeschränkte Mittel für Forschungszwecke zur Verfügung stehen.

Herr Prof. Dr. Gehlhoff führte zur Unterstützung seiner Ausführungen einige Lichtbilder vor, die bedeutende amerikanische staatliche und industrielle Forschungsinstitute darstellten. Die Ausgedehntheit der Anlagen dieser Institute und die Großzügigkeit ihres Betriebes wirkten sehr eindrucksvoll auf die Zuhörerschaft.

Er sprach zum Schlusse die Hoffnung aus, daß aus diesem Hause sich ein breiter Strom technisch-physikalischer Anregungen sich ergießen möge zum Nutzen deutscher Technik und Forschung und richtete an die zahlreich erschienenen Vertreter der Industrie die dringende Bitte, im Interesse des technischen Fortschritts alles zu tun, um die bestehenden deutschen Forschungsinstitute und auch die wissenschaftliche Forschungstätigkeit in den Betrieben zu fördern und auszubauen.

Nachdem die anwesenden Vertreter der technischen Physik von den Universitäten Heidelberg und Würzburg und den Technischen Hochschulen Karlsruhe und Darmstadt, ferner die Vertreter der technischen Vereine die Ortsgruppe zu ihrem neuen Heim beglückwünscht hatten, hielt Herr Geheimrat Prof. Dr. K. Strecker einen Vortrag über die elektrische Bild-Telegraphie. Er ging vor allem auf die geschichtliche Entwicklung dieses alten Problems ein, das der praktischen Lösung so große Schwierigkeiten bereitete. Von der elektrochemisch arbeitenden Schriftübertragung ausgehend, schilderte der Vortragende die Entwicklung bis zu der Bild-Telegraphie mit den modernen Kornschen Apparaten. Er führte im Lichtbild eine Reihe von Schaltungen vor, aus denen die Entwicklung der Bild-Telegraphie ersichtlich wurde, und zeigte dann auch eine Reihe von wohlgelungenen telegraphisch übertragenen Bildern.

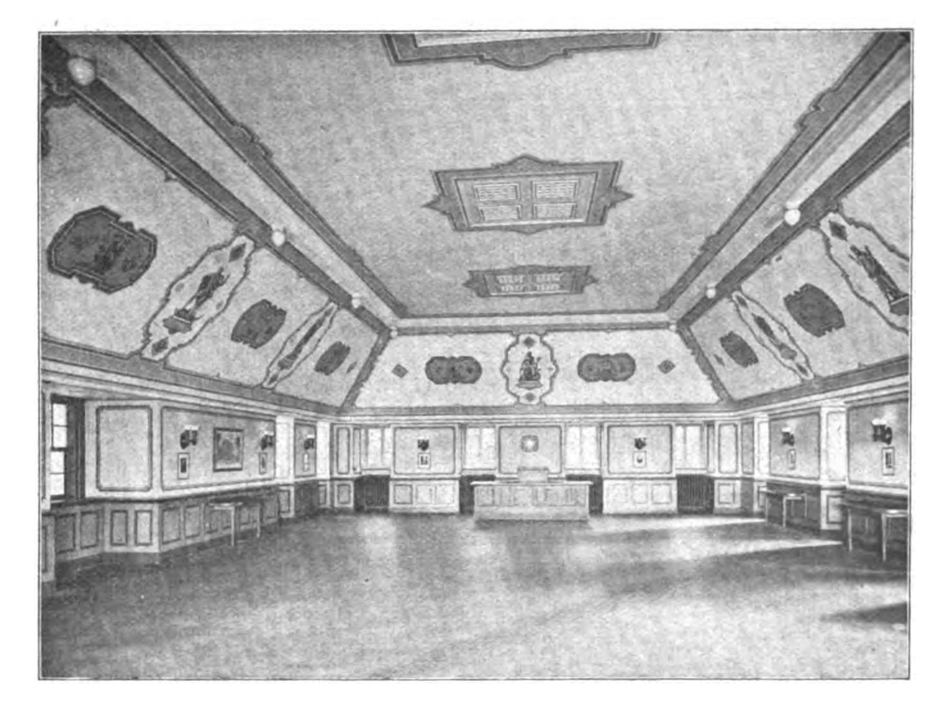


Abb. 3. Vortragssaal des Siemenshauses.

Herr Geheimrat Strecker benützte am Schlusse seiner Ausführungen den Gegenstand seines Vortragsthemas, um noch sehr eindrucksvolle Betrachtungen über die physikalische Forschung und über die vielseitigen Bemühungen des menschlichen Geistes, sie technisch zu verwerten, anzustellen. Diese Worte aus dem Munde eines der ältesten und erfolgreichsten Vertreter der Deutschen technischen Physik wirkten auf die Zuhörerschaft besonders überzeugend.

Der Abend verlief in würdigster Weise. Es waren über 300 Mitglieder und Gäste anwesend, worunter sich die namhaftesten Vertreter der Behörden und der Industrie befanden. Zum Schluß spricht die Ortsgruppe Baden-Pfalz der Leitung der Siemens-Schuckert-Werke für die Überlassung des Saales ihren wärmsten Dank aus.

Gruppe Baden-Pfalz.



Besprechungen.

Rüdenberg, R., **Elektrische Schaltvorgänge und verwandte Störungserscheinungen in Starkstromanlagen.** VIII, 504 S. 477 Abb. i. T. 1 Tf. Julius Springer, Berlin. 1923.

Die Untersuchung der Schaltvorgänge ist eines der neueren Gebiete der technischen Physik, dessen Ausgestaltung durch die immer weiter gehende Steigerung der Energiemengen und Energiedichten in den einzelnen Teilen neuzeitlicher Großenergieentwicklungsanlagen bedingt ist.

Dies Gebiet gehört der Wissenschaft von den technischen Schwingungsvorgängen an, beansprucht aber insofern eine gewisse Sonderstellung und Sonderbehandlung, als man unter den Schalterscheinungen die nicht stationären Ausgleichsvorgänge begreift, die den Übergang von einem elektrischen Betriebszustand zum andern begleiten, während die allgemeine technische Schwingungslehre mehr die periodischen Betriebszustände selbst betrachtet.

Es ist ein besonderes Verdienst von R. Rüdenberg, daß er jenes von ihm seit vielen Jahren praktisch bearbeitete Gebiet nun in einer umfassenden Darstellung der Allgemeinheit zugänglich macht.

Hier kommen alle Probleme der modernen Schalttechnik zur Behandlung: Ein- und Ausschalten von Motoren, Generatoren, Transformatoren, Leitungen; Zündungs- und Löschvorgänge in Schaltern; Störungen durch Blitzschlag, Kurz- und Erdschluß; Wanderwellen in Leitungen und Wicklungen usw.

All dieses wird klar und ohne unnötiges mathematisches Beiwerk abgehandelt, wodurch das Buch zu einer der wertvollsten Erscheinungen der neueren elektrotechnischen Literatur wird. W. Hort.

Rotth, A., **Wilhelm von Siemens.** Ein Lebensbild. Gedenkblätter zum 75 jährigen Bestehen des Hauses Siemens & Halske. II, 224 S. 5 Portraits. Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig. 1922.

In formvollendeter Weise wird hier das Zeitalter der Entwicklung zur Großelektrotechnik in der Erinnerung an einen ihrer bedeutendsten Führer lebendig gemacht.

W. Hort.

Danneman, F., **Der Werdegang der Entdeckungen und Erfindungen,** dargestellt unter besonderer Berücksichtigung der Sammlungen des Deutschen Museums. R. Oldenbourg, München und Berlin. H. 1. Danneman, F., **Die Anfänge der experimentellen Forschung und ihre Ausbreitung.** 36 S. 13 Abb. 1922. — H. 5. Zart, A., **Die Entwicklung der chemischen Großindustrie.** 48 S. 10 Abb. 1922. — H. 9. Roth, W., **Die Entwicklung der Chemie zur Wissenschaft.** 32 S. 6 Abb. 1922.

Diese kleinen Hefte sind recht geeignet, die Erinnerung an die wissenschaftlich-technische Entwicklung zu beleben.

W. Hort.

Personalnachrichten.

Berlin. Amtlich wird die Ernennung des Präsidenten der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Geh. Regierungsrat Prof. Dr. W. Nernst zum ordentlichen Professor der Physik an der Universität Berlin als Nachfolger von Geheimrat Rubens bestätigt.

Freiburg. Geheimrat Prof. Dr. Gustav Mie in Halle nahm den an ihn ergangenen Ruf auf den Lehrstuhl der Physik an der Universität Freiburg i. B. als Nachfolger Himstedts an.

Halle. Im Alter von 65 Jahren starb der bekannte langjährige Vertreter der Mathematik an der Universität Halle, Präsident der Leopoldinisch-Carolinischen Deutschen Akademie der Naturforscher Geh. Regierungsrat Dr. phil. August Gutzmer.

Wien. Das Kuratorium des Technologischen Gewerbemuseums in Wien ernannte zu Korrespondenten: Prof. Dr.-Ing. Georg Schlesinger, Ordinarius für Werkzeugmaschinenbau an der Technischen Hochschule zu Charlottenburg, Dr.-Ing. Georg Graf von Arco, Direktor der Telefunkengesellschaft in Berlin und Geh.-Rat Prof. Dr.-Ing. Max Rudeloff, früheren Direktor des Materialprüfungsamts zu Groß-Lichterfelde.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin-Wilmersdorf, Südwestkorso 58 part. r., Telephon-Nr. Rheingau 2784.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Bei Johann Ambrosius Barth, Leipzig, erscheint demnächst der 1. Band des zweibändigen, von Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff in Verbindung mit zahlreichen Fachgelehrten und Mitgliedern der Gesellschaft herausgegebenen

Lehrbuchs der technischen Physik
für Fortgeschrittene und Ingenieure.

Der Verlag hat sich bereit erklärt, der Gesellschaft eine größere Anzahl des Werkes bei Vorausbestellung zu einem ermäßigten Preise zu liefern, um recht vielen Mitgliedern die Anschaffung zu ermöglichen. Wir empfehlen unseren Mitgliedern, hiervon Gebrauch zu machen und sich ein Exemplar dieses Buches zum Subskriptionspreis zu sichern. Die Subskription wird am 1. Juli d. J. geschlossen. Der 1. Band, der die Kapitel Maße und Messen, Mechanik, Akustik und Thermodynamik enthält, umfaßt etwa 400 Seiten und 248 Abbildungen und kostet in Leinenband M. 20.—, zum Subskriptionspreise M. 15.—, zuzüglich M. 1.— für Zustellung. Bestellungen, mittels beiliegender Bestellkarte nur von Mitgliedern unserer Gesellschaft sind bis zum 30. Juni an das Büro der Gesellschaft, Berlin-Wilmersdorf, Südwestkorso 58 unter gleichzeitiger Überweisung von R.-M. 16.— auf unser Postscheckkonto Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Zehlendorf:
- Herr W. Hedrich, Ingenieur, Berlin W. 15, Ludwigkirchstraße 4 III.

Seitens des Herrn Dr.-Ing. L. Glaser, Würzburg:
- Herr Dr.-Ing. Paul Krüger, Oberingenieur der Friedrich Krupp A.-G. Essen a. Ruhr, Brunostraße 17.
- Herr Studienassessor Dr. Seemann, Würzburg, Friedenstraße 39.
- Herr Ingenieur Stapf, (S. S. W.) Würzburg, Herrengasse 2.

Seitens des Herrn Dr. E. Hochheim, Heidelberg:
- Herr Kaufmann Karl Barber, Mannheim, N. 2, 10.
- Herr Direktor Alfred Bayer, Ludwigshafen am Rhein, Franckstraße 15.



Herr Ober-Ing. Gustav Besemfelder, Mannheim, Laneystraße 9.
Herr Direktor Robert Boveri, Mannheim, Mollstr. 19a.
Herr Ingenieur Fritz Braun, Mannheim, Langstr. 43.
Herr Direktor Adolf Brauns, Ludwigshafen a. Rhein, Wöhlerstraße 24a.
Firma Brown Boveri & Cie., Akt.-Ges., Mannheim, Käferthal.
Herr Direktor Dr.-Ing. h. c. Oscar Bühring, Mannheim, Charlottenstraße 11.
Herr Kommerzienrat Dr. Hans Clemm, Mannheim-Waldhof, Zellstoff-Fabrik.
Herr Chemiker Dr. phil. Alfred v. Dechend, Heidelberg, Bergstraße 70.
Herr Dr. med. Wilhelm Dieterich, Mannheim, M. 1, 1.
Herr Ingenieur Rudolf Drewes, Mannheim, Emil Heckelstraße 12.
Herr Zivil-Ing. Adolf Friedrich Drössel, Mannheim, Collinistraße 31.
Herr Prof. Dr. Hermann Fischer, Heidelberg, Rosenbergweg 7.
Herr Ingenieur Wilhelm Flaus, Ludwigshafen a. Rh., Rottstraße 57.
Herr Dipl.-Ing. Hans Freudenberg, Weinheim i. Baden, Scheffelstraße 4.
Herr Prof. Dr. Sigmund Fröhner, Mannheim, Landteilstraße 3.
Herr Fabrikdirektor Kurt Ganss, Frankenthal (Pfalz), Vierlingerstraße 8.
Herr Fabrikdirektor Leopold Grosch, Heidelberg, Bunsenstraße 19.
Herr Direktor Dr. Gaus, Heidelberg, Hausackerweg.
Herr Ober-Ing. Friedrich Heintz, Mannheim, Mollstraße 12.
Herr Studienrat Dr. Paul Herbolsheimer, Kaiserslautern, Marienplatz 23.
Herr Dipl.-Ing. Josef Hermann Hessenmüller, Mannheim, N. 7, 2b.
Herr Fabrikant R. Hessler, Heidelberg, Erwin Rohdestraße 7.
Herr Ober-Ing. Ernst Hoffmann, Mannheim, N. 6, 6a.
Herr Dipl.-Ing. Daniel Hohm, Mannheim-Käferthal, Kurze Mannheimerstraße 55.
Herr Student der Physik Otto Holtzmann, Heidelberg, Bergstraße 117.
Herr Chemiker Dr. phil. F. Moritz Jahrmarkt, Mannheim, L. 7, 6a.
Herr Dr. Otto Klein, Mannheim-Waldhof, Sandstr. 8.
Herr cand. phys. Adolf Knodel, Mannheim-Rheinau, Stengelhofstraße 1.
Herr Direktor Dr. Carl Krauch, Ludwigshafen a. Rh., Wöhlerstraße 16b.
Herr Direktor Dipl.-Ing. Franz Lappe, Ludwigshafen a. Rhein, Wöhlerstraße 19a.
Herr Dipl.-Ing. Walter Lebek, Ludwigshafen a. Rh., Brunckstraße 16.
Herr Studienrat Karl Merkel, Ludwigshafen a. Rh., Roonstraße 2.
Herr Felix Mohr, Mannheim, Karl Ludwigstraße 27a.
Herr Chemiker Prof. Dr. phil. Otto Mohr, Ludwigshafen a. Rh., Wolframstraße 13.
Herr Studienrat Dr. Richard Mohr, Hohenecken bei Kaiserslautern (Pfalz).
Herr Ober-Ing. Dipl.-Ing. Eduard Müller, Ludwigshafen a. Rh., Friedenheimerstraße 54b.
Herr Ober-Ing. Dipl.-Ing. Hubert Niessen, Ludwigshafen a. Rh., Friedenheimerstraße 28.
Firma Pfalzwerke, Akt.-Ges., Ludwigshafen a. Rh., Bayernstraße 37.
Herr Dr. Georg Pfleiderer, Ludwigshafen a. Rhein, Kalkulaplatz 8.
Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Darmstadt.
Herr Ober-Ing. Moritz Pichler, Mannheim, Rheinvillenstraße 13.
Herr Fabrikant Dr. Fr. Raschig, Ludwigshafen a. Rh., Mundenheimerstraße 52.
Herr Prof. Dr. H. Rau, Phys. Inst. der Techn. Hochschule, Darmstadt.
Herr Direktor Karl Reitz, Mannheim, Lameystr. 14.
Herr Reg.-Baumeister R. v. Riesen, Ludwigshafen a. Rh., Liebermannstraße 3.
Herr Studienassessor Karl Roland, Kaiserslautern, Medicusstraße 32.
Herr Betriebsing. Franz Rosen, Ludwigshafen a. Rh., Rottstraße 1.
Herr Ingenieur Hugo Roth, Mannheim, Egellstraße 8.
Herr Ober-Ing. Karl Roth, Mannheim, L. 8, 1.
Herr Studienrat Dr. Paul Schäfer, Kaiserslautern, Jägerstraße 8.
Herr Dr.-Ing. Fritz Otto Schmidt, Ludwigshafen a. Rh., Friesenheim, Riedstraße 15.
Herr cand. elektr. Karl Otto Schmidt, Darmstadt, Bismarckstraße 100 II.
Herr Kaufmann Ernst Schwarz, Mannheim, Heinrich Langstraße 26.
Herr Ingenieur Oscar Streckfuss, Mannheim, Collinistraße 20 II.
Herr Prof. Dr. phil. Max Trautz, Heidelberg, Untere Neckarstraße 32.
Herr Fabrikant Wilhelm Vögele, Mannheim, N. 7, 16a.
Herr Dr. phil. nat. Paul Wittsack, Mannheim, M. 6, 16.
Firma Zellstoff-Fabrik Waldhof, Mannheim-Waldhof, Sandhoferstraße 156.
Herr Dipl.-Ing. H. J. Zimmermann, Mannheim, Lameystraße 25.

Seitens des Herrn Dr. W. Kast, Halle a. Saale:
Herr Dr. Georg Weber, Halle a. Saale.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. Ferd. Berkenbusch, Charlottenburg, Goethestraße 86, jetzt Charlottenburg 5, Oranienstraße 5, Eingang III, 3 Treppen links bei Fräul. Wehowski.
Herr Ober-Ing. Dr. R. Dieterle, Charlottenburg, Eosanderstraße 10, jetzt Charlottenburg, Kaiser Friedrichstraße 16 III l.
Herr Dr. Werner Espe, Siemens-Schuckert-Werke, G. m. b. H., jetzt Charlottenburg, Tegelerweg 5 II.
Herr Ing. Franz Henke, Rüdersdorf (Mark), jetzt Charlottenburg, Berlinerstraße 89.
Herr Dr. phil. Gustav Hoecke, Göttingen, Wiesenstr. 23, jetzt Charlottenburg, Bleibtreustraße 3 III.
Herr Dr. O. Lohaus, Göttingen, Böttingerstraße 2, jetzt Berlin-Schöneberg, Sachsendamm 39 IV.
Herr Dr. Walter Meinel, Dresden, Schandauerstraße 50, jetzt Leubnitz-Neuostra (Dresden), Mockritzerstr. 5.
Herr Dr. phil. Fritz Michelssen, Burgdorf (Hannover), Bahnhofstraße 3a, jetzt Berlin-Steglitz, Steinstraße 57 part.
Herr Dr. Ernst Schramm, Berlin O. 112, Wühlischstr. 8 II, jetzt Berlin O. 112, Holteistraße 26.
Herr Postrat Dr.-Ing. F. Trautwein, Berlin C. 2, Neue Friedrichstraße 38/40, jetzt Berlin W. 50, Nürnbergerstraße 46 IV.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1924 **Fünfter Jahrgang** **Nr. 7**

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Die chemischen Grundlagen der Brennstoffverwertung.

Von Wilhelm Franckenstein.

(Wissenschaftlich-technisches Institut der A. E. G.)

In Nr. 11 der Zeitschrift für technische Physik Jahrgang 1922 wurde ein Vortrag von G. Becker veröffentlicht, welcher „Deutschlands Energiehaushalt" behandelte. In diesem Aufsatz wird das Vorkommen der wichtigsten Brennstoffe, wie Steinkohle, Braunkohle, Torf, Erdöle und Erdgas besprochen. Die Aufgabe meiner Abhandlung soll sein, obigen Aufsatz hinsichtlich der chemischen Zusammensetzung, Verwertung u. dgl. zu ergänzen.

1. Gang der Brennstoffanalyse.

Brennstoffe sind Verbindungen, welche in der Hauptsache aus Kohlenstoff und Wasserstoff neben geringen Mengen Sauerstoff und Stickstoff bestehen und teilweise durch anorganische Beimengungen verunreinigt sind. Soll ein Brennstoff auf seine Wertigkeit untersucht werden, so handelt es sich darum, die einzelnen ihn zusammensetzenden Bestandteile, hauptsächlich aber den Gehalt an Kohlen- und Wasserstoff als die brennbaren Grundstoffe zu ermitteln. Die vier Elementarbestandteile Kohlenstoff, Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff werden durch die Elementaranalyse gefunden. Durch Verbrennen einer abgewogenen Menge des Materials in einer geeigneten Apparatur wird der Kohlenstoff in Kohlensäure und der Wasserstoff in Wasser übergeführt. Aus der Kohlensäure und dem Wasser kann dann der Kohlenstoff und der Wasserstoff errechnet werden. Der Stickstoffgehalt der Kohle wird nach der Methode von Kjeldahl gefunden, indem der Stickstoff in Ammoniak umgewandelt und als solcher titrimetrisch bestimmt wird. Der Sauerstoff wird schließlich als Rest errechnet.

Zu den anorganischen Verunreinigungen gehören die Asche und der Schwefel. Der Aschegehalt wird durch Verbrennen einer abgewogenen Menge Brennstoff und Glühen bis zur Gewichtskonstanz bestimmt. Zu starkes Glühen muß vermieden werden, da besonders bei Brennstoffen, welche größere Mengen von Karbonaten enthalten, Kohlensäure ausgetrieben wird, wodurch Differenzen auftreten. Andererseits werden auch Alkalisalze verflüchtigt, Sulfate reduziert usw. Sehr zweckmäßig ist es für viele Fälle, die Asche weiterhin auf ihre Zusammensetzung zu prüfen. An Stellen, wo die Kohle oder die mit den Feuergasen fortgerissene Flugasche mit Chamottewandungen in Berührung kommt, wie in keramischen Betrieben oder in Kokereiöfen usw., kann ein zu hoher Gehalt an Alkalien dadurch gefährlich werden, daß Glasieren und Schmelzen der Wandungen eintritt. Natriumsulfat bewirkt ein Fließen der Asche auf dem Roste und Krustenbildung an den Siederohren. Hoher Chlorgehalt kann ebenfalls zu unangenehmen Nebenerscheinungen Veranlassung geben.

Der Schwefel ist in den Brennstoffen in drei verschiedenen Formen vorhanden, und zwar als Sulfid (Kiese), als Sulfat und in organischer Bindung. Der Gesamtschwefel wird am besten nach der Methode von Eschka bestimmt, Zu diesem Zwecke wird eine bestimmte Menge mit Eschka-Mischung (Magnesia – Sodamischung) in einem Platintiegel vorsichtig so lange erhitzt, bis der Brennstoff verbrannt ist. Die gebildeten Alkalisulfate werden darauf mit Chlorbarium als Bariumsulfat aus schwach salzsaurer Lösung gefällt und der Schwefel durch Umrechnung hieraus gefunden. Wichtiger für viele Betriebe, besonders Feuerungsanlagen, ist die Kenntnis des verbrennlichen oder schädlichen Schwefels, da seine Verbrennungsprodukte (vorzugsweise SO_2) einerseits die Korrosionen an den Kesselwandungen u. dgl. bewirken und andererseits mit den Rauchgasen abgehen und von großem schädlichen Einfluß auf die Pflanzenwelt sind.

Zur Bestimmung des schädlichen Schwefels wird in einem Verbrennungsrohr eine bestimmte Menge des Brennstoffs in Sauerstoff verbrannt und die entstehenden Gase in einer oxydierend wirkenden Lösung, wie Bromlauge, Wasserstoffsuperoxyd u. dgl. aufgefangen, worin darauf die ge-

bildete Schwefelsäure mit Chlorbarium gefällt und bestimmt wird. Die Untersuchungen werden alle entweder mit völlig getrockneter Substanz oder mit Material vorgenommen, dessen Wassergehalt man durch mehrstündiges Erhitzen auf etwa 100^0 C bis zur Gewichtskonstanz festgestellt hat.

2. Heizwertbestimmung.

Auf Grund der aus der Elementaranalyse, aus der Asche- nebst Schwefel- und Wasserbestimmung gefundenen Resultate ist es nun möglich, den Heizwert des Brennstoffes rechnerisch zu ermitteln. Je nachdem bei einem Verbrennungsprozeß als Endprodukt der Wasserstoffverbrennung flüssiges Wasser oder Wasserdampf entsteht, spricht man von einem oberen oder unteren Heizwert. Wird die Heizwertbestimmung z. B. in einer Bombe vorgenommen, so erhält man den oberen Heizwert, weil infolge der Abkühlung das entstandene Wasser kondensiert. Wird aber ein Brennstoff z. B. auf dem Rost verbrannt oder vergast, so entweicht das Wasser als Dampf, und man muß dann von dem empirisch im Kalorimeter gefundenen oberen Heizwert je 1 kg Wasser 607 WE oder rund 600 WE abziehen und gelangt so zu dem unteren Heizwert.

Dulong ging von dem Grundsatz aus, daß der Wärmeeffekt eines zusammengesetzten Brennstoffes gleich der Summe der Verbrennungswärmen seiner Elementarbestandteile ist, ferner, daß bei sauerstoffhaltigen Brennstoffen der Sauerstoff mit einem Teile des Wasserstoffes bereits zu Wasser verbunden ist und deshalb dieser Teil an der Wärmeentwicklung bei der Verbrennung nicht teilnimmt. Ergibt also eine Elementaranalyse C $^0/_0$ Kohlenstoff, H $^0/_0$ Wasserstoff und O $^0/_0$ Sauerstoff, so erhält man daraus die Verbrennungswärme des betreffenden Brennstoffes nach der Formel

$$H_o = \frac{8080\,C + 34500\left(H - \frac{O}{8}\right)}{100},$$

wenn bei der Verbrennung flüssiges Wasser und

$$H_u = \frac{8080\,C + 29000\left(H - \frac{O}{8}\right)}{100},$$

wenn Wasserdampf entsteht.

Auf Grund der Vereinbarungen des internationalen Verbandes der Dampfkesselüberwachungsvereine und des Vereins Deutscher Ingenieure gilt nunmehr die erweiterte Dulongsche Formel als Verbandsformel unter der Annahme, daß das Wasser als Dampf entweicht:

$$H_u = \frac{8100\,C + 29000\left(H - \frac{O}{8}\right) + 2500\,S - 600\,W}{100},$$

worin C, H, O, S, W die Gewichtsanteile der betreffenden Stoffe (W = Wassergehalt) in 1 kg Kohle sind.

Die Berechnung des Heiswertes von flüssigen Brennstoffen vollzieht sich in gleicher Weise, indem man die Elementarbestandteile zugrunde legt.

Für die Berechnung des Heizwertes eines Gasgemisches kommen die Heizwerte der einzelnen Gasbestandteile in Betracht, aus denen das Gas zusammengesetzt ist. Während bei festen und flüssigen Brennstoffen die Elementarzusammensetzung in Gewichtsprozenten angegeben wird, können bei den gasförmigen Brennstoffen die Heizwerte sowohl für 1 kg als auch für 1 cbm Gas in Frage kommen.

Ist die Analyse eines Gases in Gewichtsprozenten angegeben, so findet man den oberen Heizwert für 1 kg Gas

$$H_o\,\text{kg} = \frac{2429\,CO + 33928\,H + 13318\,CH_4 + 11916\,C_2H_4 + 9885\,C_6H_6}{100}.$$

Liegt dagegen die volumetrische Analyse vor, so ergibt sich der Heizwert für 1 cbm bei 0^0 C:

$$H_o\,\text{cbm} = \frac{3034\,CO + 3052\,H + 9527\,CH_4 + 14903\,C_2H_4 + 34423\,C_6H_6}{100}.$$

Ein neben dem Heizwert oft verlangter Wert ist die theoretische Verdampfungszahl, d. h. die Gewichtsmenge in Kilogramm von Wasser von 0^0 C, die durch ein Gewichtsteil des Brennstoffes in Dampf von 100^0 C und 1 atm abs. übergeführt werden kann. Voraussetzung hierbei ist, daß die Verbrennung mit der theoretisch notwendigen Luftmenge vor sich geht und daß die Verbrennungsprodukte auf 0^0 C abgekühlt entweichen. Man erhält die theoretische Verdampfungszahl, wenn man den Heizwert durch 637 WE dividiert.

Die empirische Bestimmung des Heizwertes wird im Kalorimeter vorgenommen, und zwar benutzt man für feste und flüssige Brennstoffe eine der Berthelot-Mahlerschen Bombe von Langbein, Kroeker, Fischer oder Hempel nachgebildete Form. Die Arbeitsweise in dieser Apparatur beruht darauf, daß eine Probe des Brennstoffes in komprimiertem Sauerstoff verbrannt und die durch die Wärmeentwicklung bewirkte Temperaturerhöhung gemessen wird. Aus dieser Temperaturerhöhung kann alsdann nach Berücksichtigung der Korrekturen für Zündung und Bildung von Schwefelsäure und Salpetersäure die Verbrennungswärme errechnet werden.

Im wesentlichen auf demselben Prinzip beruht die Brennwertbestimmung der Gase; man bedient sich dazu des Kalorimeters von Junkers, in dem eine abgemessene Gasmenge verbrannt und die an das in einem Kühlmantel befindliche Wasser abgegebene Wärmemenge gemessen wird.

3. Ermittlung der flüchtigen Bestandteile.

Von großer Wichtigkeit für die Bewertung eines festen Brennstoffes ist die Bestimmung des Gehaltes an flüchtigen Bestandteilen und des Rückstandes, d. h. des Kokses sowie der Asche, zumal man hierdurch auch in der Lage ist, den Gehalt an Reinkohle zu bestimmen. Zu diesem Zwecke erhitzt man etwa 1 g der Substanz in einem Platintiegel, welcher durch einen mit einem kleinen Loch versehenen Deckel verschlossen ist, so lange, bis zwischen Deckel und Tiegel keine Flammen mehr heraustreten. Aus dem im Tiegel bleibenden Rückstand kann man auf die Qualität des Kokses schließen, ob die Kohle einen guten oder minderwertigen Koks liefert.

4. Zwei Vergleichsanalysen von Steinkohle und Braunkohle.

Um den Rechnungsvorgang einer Kohlenanalyse zu geben, sei folgendes Beispiel aufgeführt:

1. Ruhrkohle.

A. Immediatanalyse.

Gewicht der angelieferten Durchschnittsprobe	2335,00 g
Gewichtsverlust nach 48 Stunden	44,00 g
Demnach grobe Feuchtigkeit	1,90 %
Gesamtwasser	3,49 %
Koksausbeute	70,25 %
Wasser der lufttrockenen Kohle	1,52 %
Asche	5,85 %
Brennbare Substanz 100 — (1,52 + 5,85)	92,63 %
Fixer Kohlenstoff (Reinkoks) 70,25 — 5,85	64,40 %
Flüchtige Bestandteile 92,63 — 64,40	28,23 %

B. Elementaranalyse.

Zur Verbrennung angewandte Substanz	0,3000 g
Erhalten: 1) Wasser	0,1268 g
d. i. für 1 g Kohle	0,4227 g
Hiervon ab Wassergehalt der angew. Kohle	0,0152 g
	0,4075 g

Entsprechend: 0,4075 · 0,119 · 100 = 4,56 % Wasserstoff

2) Kohlensäure	0,8737 g
d. i. für 1 g Kohle	2,9123 g

Entsprechend: 2,9123 · 0,2727 · 100 = 79,41 % Kohlenstoff

Gesamtschwefel nach Eschka:

1 g Kohle ergab $BaSO_4$ . . . . 0,1221 g

Entsprechend: 0,1221 · 0,1373 · 100 = 1,67 % Schwefel

Schädlicher Schwefel:

Zur Titration verbraucht: 7,56 ccm $^1/_{10}$ KOH

Entsprechend: 7,56 · 0,0016 · 100 = 1,21 % schädl Schwefel

Stickstoffbestimmung nach Kjeldahl = 1,52 % Stickstoff

Will man verschiedene Kohlensorten vergleichen, so muß man die Zusammensetzung der Reinkohle kennen, die man durch Multiplikation obiger Ergebnisse mit 100/92,63 erhält.

C. Zusammenstellung.

	Rohkohle		Reinkohle
Kohlenstoff	79,42 %	92,63 %	85,75 %
Wasserstoff	4,56 %		4,92 %
Stickstoff	1,52 %		1,64 %
Sauerstoff	5,92 %		6,39 %
Schädlicher Schwefel	1,21 %		1,30 %
Asche	5,85 %		
Wasser	1,52 %		
	100,00 %		100,00 %

D. Heizwert nach der Verbandsformel.

$$Hw = \frac{\left\{8100 \cdot 79{,}42 + 29\,000\left(4{,}56 - \frac{5{,}92}{8}\right) + 2500 \cdot 1{,}21 - 600 \cdot 1{,}52\right\}}{100}$$

$Hw = 6433 + 1108 + 30 - 9 =$ 7562 WE pro 1 kg Rohkohle.

Für Reinkohle erhält man

$$Hw = \frac{7562 + 9}{92{,}63} \cdot 100 = 8173 \text{ WE},$$

für die feuchte ursprüngliche Kohle:

$$Hw = 7562 \cdot 0{,}981 - 6 \cdot 1{,}9 = 7407 \text{ WE}.$$

2. Rohbraunkohle aus der Gegend von Halle.

A. Wasserbestimmung.

a) Grobe Feuchtigkeit (Verlust nach 48 Std.) . 39,62 %

b) Trockenverlust der lufttrocken gemachten Kohle bei 100° C (auf die lufttrockene Kohle bezogen) . . . . . 23,31 %

100 : 23,31 = (100 − 39,62)

x = 14,07

Gesamtwassergehalt 39,62 + 14,07 = 53,69 %

B Bestimmungen in der lufttrockenen Kohle.

Wasser (Trockenverlust bei 110° C)	23,31 %
Asche	10,91 %
Reinkohle (brennbare Substanz)	65,78 %
	100,00 %

Die Zusammensetzung der ursprünglichen Kohle ist demnach

100 : 65,78 = (100 − 39,62) : x; x = 39,72 % Reinkohle

100 : 10,91 = (100 − 39,62) : x; x = 6,59 % Asche

Gesamtwasser . . . . 53,69 %

100,00 %

C. Elementaranalysen.

	Lufttrockene Kohle	Ursprüngliche Kohle	Reinkohle
Kohlenstoff	45,70 %	27,60 %	69,48 %
Wasserstoff	3,54 %	2,14 %	5,38 %
Sauerstoff und Stickstoff	12,49 %	7,54 %	18,99 %
Schwefel	4,05 %	2,44 %	6,15 %
Asche	10,91 %	6,59 %	
Wasser	23,31 %	53,69 %	
	100,00 %	100,00 %	100,00 %

D. Bei der Bestimmung der Koksausbeute ergibt die Kohle 42,07 % Koks; daher

31,16 % Reinkoks (fixer Kohlenstoff)
34,62 % flüchtige Bestandteile
10,91 % Asche
23,31 % Wasser
100,00 %

3. Heizwert von Leuchtgas.

Der Heizwert eines Kubikmeters bzw. Kilogramms Leuchtgas berechnet sich aus der Analyse wie folgt. Die Zusammensetzung sei:

		Vol.-Proz.	Gew.-Proz.
Wasserstoff	H_2	50,0	8,6
Methan	CH_4	34,0	46,3
Kohlenoxyd	CO	8,0	19,0
Äthylene	C_2H_4	3,0	7,2
Benzol	C_6H_6	1,0	6,7
Kohlensäure	CO_2	2,0	7,4
Stickstoff	N_2	2,0	4,8
		100,0 Vol.-Proz.	100,0 Gew.-Proz.

$Hw_o/m^3 = \underline{5792,0\ WE}$, $Hw_o/kg = \underline{11085,8\ WE}$,

$Hw_u/m^3 = \underline{5186,7\ WE}$, $Hw_u/kg = \underline{9896,4\ WE}$.

5. Untersuchung flüssiger und gasförmiger Brennstoffe.

Für die Untersuchung von flüssigen Brennstoffen kommen neben den oben genannten Methoden noch eine Reihe physikalischer, wie spez. Gewicht, Siedeanalyse, Flammpunkt, Erstarrungspunkt, Viskosität in Betracht, die für die Bewertung erforderlich sind.

Die Analyse eines Gasgemisches beruht im wesentlichen darauf, durch geeignete Absorptionsmittel die das Gasgemisch zusammensetzenden Einzelgase volumetrisch herauszuholen. Die technischen Gase, wie Leuchtgas, Generatorgas, Hochofengas usw. bestehen in der Hauptsache aus Kohlensäure, Kohlenoxyd, Wasserstoff, Methan, Schwefelwasserstoff, Äthylen, Sauerstoff und Stickstoff.

Zur Analyse wird das Gasgemisch nacheinander mit Kalilauge, um Kohlensäure und Schwefelwasserstoff, mit Bromwasser oder rauchender Schwefelsäure, um Äthylen, mit Phosphor oder Pyrogallollösung, um Sauerstoff, mit salzsaurer Kupferchlorürlösung, um Kohlenoxyd zu entfernen, behandelt, und hierauf wird der Gasrest, der noch Wasserstoff, Methan und Stickstoff enthält, über einer Kontaktsubstanz oder dgl. verbrannt, um die ersten beiden Gase festzustellen; als Rest verbleibt der Stickstoff.

Rauchgase aus Kohle- oder Gasfeuerungen oder aus Verbrennungsmotoren bestehen aus Kohlensäure, Kohlenoxyd, Sauerstoff und Stickstoff. Zur Untersuchung dieser (sogenannten) Abgase dient eine einfachere Apparatur, wie z. B. der Apparat nach Orsat, oder Einrichtungen, welche nur den Kohlensäuregehalt angeben, wie die Rauchgas-Ranarex, -Mono, -Ados usw. Eine dauernde Kontrolle der Feuerungsabgase ist im Interesse einer wirtschaftlichen Ausnutzung der Brennstoffe von großer Wichtigkeit, denn nur auf Grund der Analyse des Verbrennungsergebnisses ist man in der Lage, den Vorgang in einer Feuerung zu beaufsichtigen.

6. Teerbestimmung.

Für gewisse Industriezweige ist noch die Frage des Gehaltes an Teerstoffen wichtig, welche bei der trockenen Destillation von Stein-, Braunkohle und Torf erhalten werden. Ihre Bestimmung wird entweder in einer Retorte aus schwer schmelzbarem Glase oder, falls es sich um Tieftemperaturteer handelt, in dem Aluminiumapparat von Fischer vorgenommen.

7. Verwendung der Brennstoffe.

In dem nun folgenden Abschnitt dieses Aufsatzes soll etwas näher auf die Verwendung der Brennstoffe eingegangen werden, und zwar hinsichtlich ihrer Verwendung als Feuerungsmaterialien und andererseits hinsichtlich ihrer Eigenschaften als Rohstoffe, aus denen neben Feuerungsmaterialien noch andere Produkte gewonnen werden.

Ursprünglich wurde die Kohle, so wie man sie gewann, auf dem Roste verbrannt; nach und nach wurden die Brennstoffe zum Teil dadurch veredelt, daß sie entweder gewaschen, d. h. von den anhaftenden Gesteinen befreit oder durch Pressen zu Briketts geformt wurden, nachdem man der Steinkohle etwas Hartpech zugesetzt, Braunkohle und Torf vorgetrocknet hatte. Eine eigentliche Veredlung setzte erst mit der Gewinnung des Leuchtgases zu Beginn des vergangenen Jahrhunderts ein, eine neue Periode in der Verwertung der Brennstoffe begann, man lernte Stoffe kennen, ohne welche die heutigen Menschen sich das Leben nicht mehr denken können.

Die Fabrikation des Leuchtgases beruht auf einer Entgasung, einer Spaltung der Steinkohle bei hoher Temperatur. Die vielen organischen Verbindungen, welche das Kohlengerüst zusammensetzen, werden durch die hohe Temperatur abgebaut und unter Zurücklassen von durch mineralische Bestandteile verunreinigtem Kohlenstoff und Entwicklung von permanenten Gasen in Form des Steinkohlenteeres zum Teil wieder gewonnen.

8. Produkte der Steinkohlendestillation.

100 kg Steinkohle ergeben durchschnittlich bei der allgemeinen üblichen Temperatur von 1000 bis 1200° C:

70 kg	Koks,
4 kg	Teer,
33 cbm	Gas,
6 kg	Gaswasser.

Das auf diese Art gewonnene Leuchtgas hat folgende mittlere Zusammensetzung:

Kohlensäure	2,2
schwere Kohlenwasserstoffe . .	3,2
Sauerstoff.	0,2



Kohlenoxyd	11,9
Wasserstoff	54,9
Methan	23,5
Stickstoff	4,1

mit einem oberen Heizwert von 5180 WE.

Das Gaswasser enthält in der Hauptsache Ammoniakverbindungen, und zwar in solchen Mengen, daß sie 1,0 — 1,2 % schwefelsaurem Ammoniak entsprechen, bezogen auf die angewandte Kohle.

Der in Gaswerken erzeugte Koks ist meist von mürber Beschaffenheit und eignet sich nicht für Gießerei- oder Hochofenzwecke; er findet hauptsächlich seine Verwendung in Zentralheizungsanlagen.

Die in den Kokereien gewonnenen Produkte haben im großen und ganzen, betreffend Quantität und Qualität, die gleichen Eigenschaften wie die der Gaswerke; nur ist der Koks fast durchweg bedeutend fester, großstückiger und besser ausgegast, so daß er besonders für industrielle Zwecke nutzbar gemacht wird.

Kokerei- wie Gaswerksteer werden durch Destillation in die einzelnen Inhaltsstoffe zerlegt, welche entweder als Ausgangsmaterialien für chemische Produkte, Farben, Explosivstoffe, Heilmittel, Lösungsmittel usw. oder wie Rohbenzol, Teeröl als Triebmittel für Motore und dergl. Verwendung finden.

Ein wichtiges Nebenprodukt der trockenen Destillation der Steinkohle ist das Benzol, welches aus dem Gase und aus dem Teer gewonnen wird. Im Gase ist durchschnittlich 1 % Benzol enthalten, welches in Rieseltürmen durch Teeröle aus dem Gase herausgewaschen wird. In neuerer Zeit beabsichtigt man auch dazu überzugehen, das Benzol mittels aktiver Kohle aus den Gasen zu entfernen.

9. Destillation von Braunkohle, Torf und Schiefer.

Der trockenen Destillation der Steinkohle entspricht die im Prinzip ähnliche Schwelung der Braunkohle, des Torfes, des Schiefers und letzten Endes auch des Holzes. Die Temperaturen sind nicht so hoch wie bei der Entgasung der Steinkohle und werden im allgemeinen bis auf etwa 700—900° C bzw. auf etwa 300° C bei Holz getrieben.

Der für die Entgasung der Braunkohle bisher allgemein übliche Ofen ist der Rolleofen. Bei der Schwelung der Braunkohle ist der Teer das Hauptprodukt, während der sogenannte Grudekoks und das Schwelgas als Nebenprodukte betrachtet werden. Zum Unterschied von dem Kokerei- und Gaswerksteer, welcher in der Hauptsache aus Derivaten des Benzols und seiner Homologen, also aromatischen Stoffen aufgebaut ist, enthält der Braunkohlenschwelteer besonders aliphatische Körper, d. h. Derivate der Paraffinreihe und hat somit große Ähnlichkeit mit den Erdölprodukten. Man gewinnt durch Destillation das Benzin, Solaröle, Paraffin, Gasöle und dergl. Der Grudekoks wurde bisher fast ausschließlich in den Grudeöfen verbrannt, in neuerer Zeit geht man dazu über, den Koks zu vermahlen und ihn in Staubfeuerungen industriell zu verwerten. Die Schwelwässer werden nicht weiter verarbeitet.

Bei der Destillation des Torfes erhält man ebenfalls Teer, Koks und Gas. Der Teer hat große Ähnlichkeit in seiner Zusammensetzung mit dem Braunkohlenschwelteer. Der Torfkoks findet als Ersatz von Holzkohle allgemeine Verwendung und wird infolge seines hohen Heizwertes und geringen Schwefelgehaltes sehr geschätzt. Das Torfschwelwasser enthält Methylalkohol, Essigsäure und Ammoniak; bei Verwendung von 25—30 % Wasser enthaltendem Torf ist aber die Verdünnung so groß, daß bisher eine wirtschaftliche Verarbeitung des Schwelwassers nicht gelungen ist.

Die Verwendung des Torfes als Brennstoff hat bisher in Deutschland nicht die Verbreitung gefunden, welche in den Torf erzeugenden Kreisen erstrebt wird. Der Torf ist immer auf einen verhältnismäßig kleinen Umkreis beschränkt geblieben; sobald Braun- oder Steinkohle in Wettbewerb traten, mußte der Torf unterliegen. Erst wenn es gelingt, den Torf wirtschaftlich zu trocknen und zu brikettieren, wird er den Wettbewerb mit der Braun- und Steinkohle aufnehmen können.

Von Bedeutung für bestimmte Gegenden ist die Schieferschwelung. Ursprünglich in Schottland zu einem gewissen Umfange ausgebaut, wurde sie auch in Messel bei Darmstadt durchgeführt. In den letzten Jahren, besonders durch die Notlage im Kriege gezwungen, hat man auch an anderen Stellen, so in Württemberg, bei Braunschweig usw. die Arbeiten der Schieferentgasung bzw. Vergasung aufgenommen. Die aus dem Schiefer gewonnenen Teerprodukte sind den Braunkohlenteeren sehr ähnlich und werden wie diese aufgearbeitet und verwendet.

10. Die Brennstoffvergasung.

Im Gegensatz zu der trockenen Destillation der Stein- und Braunkohle, des Torfes und des Holzes, d. h. also der Entgasung unter möglichst völligem Luftabschluß steht nun die Vergasung. Während bei der Entgasung der Koks als Rückstand hinterbleibt, findet bei der Vergasung der Abbau des Brennstoffes bis zur Asche statt; der gesamte Kohlenstoff wird in das Gas übergeführt.

Wird in einem mit Kohle gefüllten schachtartigen Ofen (Generator) der Brennstoff von unten zur Entzündung gebracht und darauf Luft von unten eingeblasen, so tritt nach kurzer Zeit der

Fall ein, daß infolge Sauerstoffmangels nicht mehr Kohlensäure, sondern Kohlenoxyd gebildet wird. Bei reinem Sauerstoff würde reines Kohlenoxyd entstehen, es bildet sich daher bei Anwendung von Luft ein Gemisch aus Kohlenoxyd und Stickstoff, welches allgemein als Generatorgas bezeichnet wird. Theoretisch wäre dieses aus

Kohlenoxyd	34,7 % und
Stickstoff.	65,3 %

zusammengesetzt. Da aber einerseits reiner Kohlenstoff nicht zur Verwendung gelangt, außerdem mit der Luft Feuchtigkeit eingeblasen wird, und andererseits im Großbetriebe noch Nebenreaktionen auftreten, so enthält ein Generatorgas neben Kohlenoxyd und Stickstoff auch noch Wasserstoff und Kohlensäure, zum Teil auch geringe Mengen von Methan und schweren Kohlenwasserstoffen.

Ein Generatorgas aus Steinkohlen hat i. M. folgende Zusammensetzung:

Kohlenoxyd	24,5	Vol.-Proz.
Kohlensäure	5,2	„ „
Wasserstoff	6,8	„ „
Methan	1,5	„ „
Stickstoff	62,0	„ „
	100,0	Vol.-Proz.

Ein solches aus Steinkohlenkoks:

Kohlenoxyd	29,1	Vol.-Proz.
Kohlensäure	2,2	„ „
Wasserstoff	1,8	„ „
Stickstoff	66,9	„ „
	100,0	Vol.-Proz.

Eine andere Art eines Generatorgases ist das Wassergas, dieses entsteht beim Durchleiten von Wasserdampf durch glühenden Koks. Der Prozeß der Wassergasbereitung vollzieht sich derart, daß abwechselnd durch Einblasen von Luft (Warmblasen) Generatorgas und Einblasen von Wasserdampf (Gasen) Wassergas hergestellt wird, d. h. also periodisch zwei Gase erzeugt werden, welche gemischt das Wassergas darstellen. Ein solches hat folgende mittlere Zusammensetzung:

Wasserstoff	48,5	Vol.-Proz.
Kohlenoxyd	41,5	„ „
Methan	0,4	„ „
Kohlensäure	3,7	„ „
Sauerstoff	0,6	„ „
Stickstoff	5,3	„ „
	100,0	Vol.-Proz.

Wird gleichzeitig Luft und Dampf in die glühende Brennstoffschicht eines Generators eingeblasen, so erhält man das (sogenannte) Halbwassergas. Diese Art der Generatorgaserzeugung findet wohl die meiste Anwendung, da man es hierbei am besten in der Hand hat, den Prozeß im Generator zu regeln. Nachstehende Tabelle gibt die Zusammensetzung von Halbwassergas verschiedener Brennstoffe:

Brennstoff	CO	H_2	N_2	CO_2	CH_4	C_2H_4	O_2
Anthracit	24,5	10,2	60,0	2,7	2,0	—	0,6
Steinkohlenkoks	27,0	11,5	54,4	5,3	1,8	—	—
Steinkohle	25,8	18,6	46,0	4,5	4,2	0,5	0,4
Braunkohle	24,5	10,8	52,9	7,0	3,2	0,8	0,8
Torf	28,5	10,5	46,4	6,8	5,7	0,6	0,5
Holz	29,2	6,8	50,8	5,8	6,5	0,5	0,4

Die Zahlen beziehen sich auf die Trockensubstanz.

11. Teererzeugung.

Wird ein Generator mit Brennstoffen beschickt, welche wie die Stein- und Braunkohle und der Torf bituminös sind, d. h. bei der Erhitzung teerige Stoffe abscheiden, und wird der Generator in seinem oberen Teil kalt gehalten, so wird der Brennstoff durch die aufsteigenden heißen Gase so langsam entgast, daß die entstehenden Teerdämpfe nicht zersetzt, sondern mit dem Gase abgeführt werden. Bei der Abkühlung solcher Teerdämpfe führenden Gase scheidet sich der größte Teil des in der Kohle enthaltenen Bitumens als Generatorteer ab. Dieser Generatorteer bildete besonders während des Krieges eine reiche Quelle für Benzin, Paraffin und Teeröle und lieferte so vorzügliche Ersatzstoffe für die bis dahin aus dem Ausland bezogenen Treibmittel. Es gelang durch eigenartig konstruierte Einbauten, den Teer möglichst schonend zu gewinnen und betrieb diese Art der Teergewinnung besonders auch deshalb, weil man gefunden hatte, daß gewisse Fraktionen viskose Eigenschaften haben und sich somit auf Schmiermittel verarbeiten lassen.

In Anlehnung an die hierbei gemachten Erfahrungen verfolgte man die schonende Gewinnung des Teeres weiter, die schließlich bis zu einem Urteer führte, d. h. einem Teer, der in seinen Inhaltsstoffen den ursprünglich in dem Brennstoff vorhandenen bituminösen Bestandteilen möglichst entsprach. Man nennt diese Art der Vergasung die Tieftemperaturvergasung.

Im Verfolg der weiteren Arbeiten wandte man das Verfahren der tieferen Temperaturen auch bei der Entgasung an. Während früher die Verkokung bzw. Schwelung bei Temperaturen von 700—1200° C stattfand, ging man in den neueren Apparaten nur auf Temperaturen von höchstens 500° C innerhalb des Brennstoffes. Maßgebend waren hier die Arbeiten von Börnstein und Franz Fischer, die schließlich zu dem (sogenannten) Drehrohrofen der Firma Fellner & Ziegler bzw. Thyssen & Co. führten und die uns ein ganz anderes Bild über den Aufbau und die Zusammensetzung der Kohle lieferten, als wir es bisher zu

sehen gewohnt waren. Vergleichen wir nur den Kokereiteer und Urteer der gleichen Steinkohle: auf der einen Seite rein aromatisch das Benzol mit seinen Homologen Naphthalin, Anthracen usw., und auf der anderen Seite fast rein aliphatisch, Benzin, Paraffin u. m. Spuren von Benzol und kein Naphthalin.

12. Flüssige und gasförmige Brennstoffe.

Die flüssigen Brennstoffe kann man ebenfalls wie die festen teils als reine Brennstoffe teils als Rohstoffe betrachten, aus denen Brennstoffe hergestellt werden. So liefert uns das Erdöl bei seiner Aufarbeitung durch Destillation neben Schmiermitteln die Benzine und das Petroleum und den mit Masut bezeichneten Rückstand, die entweder in Explosionsmotoren oder durch Zerstäubung mit Luft oder Wasserdampf in den (sogenannten) Ölfeuerungen verbrannt werden. Die Steinkohlen-, Braunkohlen- und Torfteere liefern uns die wichtigen Treiböle, welche für Dieselmotoren u. dgl. in Frage kommen. Ein anderes Produkt, durch Hydrierung aus dem Naphthalin des Steinkohlenteeres entstanden, das Tetralin, bildet (mit) einen wichtigen Ersatz für das aus dem Ausland eingeführte Benzin.

Zum Schluß seien noch die gasförmigen Brennstoffe Erdgas und Ölgas erwähnt. Das Erd- oder Naturgas besteht vornehmlich aus Methan, dem häufig geringe Mengen seiner Homologen wie Äthan und Propan, sowie auch Kohlenoxyd, schwere Kohlenwasserstoffe u. dgl. beigemischt wird. So ist das Gas von Neuengamme aus 95,4% Methan, 1,3% Äthan und Homologe und 3,3% Stickstoff zusammengesetzt und hat einen Heizwert von 8400 WE. Es wird zum Teil dem Leuchtgas der Hamburger Gaswerke zugefügt und dient so als nicht zu unterschätzender Ersatz für Steinkohle, ist jetzt aber leider am Versiegen.

Das Ölgas wird durch pyrogene Zersetzung von Mineralölen, Braunkohlen- und Torfteerölen, pflanzlichen und tierischen Fetten usw. erhalten. Nach Scheithauer setzt sich ein Ölgas, aus Braunkohlengasöl gewonnen, zusammen aus:

Kohlensäure	1,0	Vol.-Proz.
Sauerstoff	0,5	„ „
Schwere Kohlenwasserstoffe	33,0	„ „
Kohlenoxyd	2,5	„ „
Wasserstoff	15,0	„ „
Methan	46,0	„ „
Stickstoff	2,0	„ „

Sein Heizwert beträgt etwa 12000 WE, es wird besonders zur Beleuchtung von Eisenbahnwagen benutzt.

In groben Umrissen ist im Vorstehenden ein Überblick über die Chemie der Brennstoffe oder besser gesagt der Rohstoffe der Brennstoffe gegeben werden; unermüdliche Arbeit war nötig, das zu erforschen, was tief versteckt lag in der schwarzen Kohle, in dem schmierigen Erdöl, und weitere Arbeit muß noch geleistet werden, um auch das letzte herauszuholen, was uns noch verborgen ist.

Literaturverzeichnis.

Als Literatur für die im Vorstehenden behandelten Gebiete sind folgende Spezialwerke zu empfehlen:

H. Bunte, Zum Gaskursus. R. Oldenbourg, München (1921).

Franz Fischer, Gesammelte Abhandlungen zur Kenntnis der Kohle. Gebr. Borntraeger, Berlin (1917—23).

Ed. Graefe, Laboratoriumsbuch für die Braunkohlenindustrie. 3. Aufl. Wilhelm Knapp, Halle a. S. (1918).

G. de Grahl, Wirtschaftliche Verwertung der Brennstoffe. R. Oldenbourg, München (1915).

G. Herberg, Feuerungstechnik und Dampfkesselbetrieb. 3. Aufl. Julius Springer, Berlin (1922).

D. Holde, Untersuchung der Kohlenwasserstoffe und -fette. 5. Aufl. Julius Springer, Berlin (1918).

Hinrichsen-Muck, Chemie der Kohle. 3. Aufl. Wilh. Engelmann, Leipzig (1916).

Rich. Kissling, Das Erdöl, seine Verarbeitung und Verwendung. Wilh. Knapp, Halle a. S. (1908).

O. Simmersbach, Kokschemie. 2. Aufl. Julius Springer, Berlin (1914).

W. Scheithauer, Die Schwelteere. 2. Aufl. Otto Spamer, Leipzig (1922).

E. Schilling, H. Bunte, Handbuch der Gastechnik, bearbeitet von R. Witzeck und H. Strache. Bd. IX. R. Oldenbourg, München (1919).

(Eingegangen am 17. Mai 1923.)

Originalmitteilungen.

Reißdiagramme von Senderöhren.

Von H. Rukop.

(Fortsetzung aus Nr. 6.)

3. Das normale Reißdiagramm.

Das häufigste und daher hier „normales“ genannte Gitterreißdiagramm, ist das von Abb. 3, das A und C enthält. Der Bereich B, den Abb. 3 natürlich auch enthielte, wenn die Zeichnung vollständig wäre, wird ebenso wie in Abb. 3 in den meisten folgenden Abbildungen weggelassen, resp. wird vom Bereich C meist nur noch die linke Hälfte mit eingezeichnet. Während die Form der beiden Bereiche A und C ziemlich invariant ist, ist, wie weiter unten beschrieben wird, die Lage von A durch Dimensionierung der einzelnen elektrischen Größen sehr leicht nach rechts oder links verschiebbar, dagegen ist die Lage von C nur



minimal zu beeinflussen, abgesehen von einem ganz erzwungenen Fall. Normalerweise beginnt nämlich Bereich C mit großer Bestimmtheit um

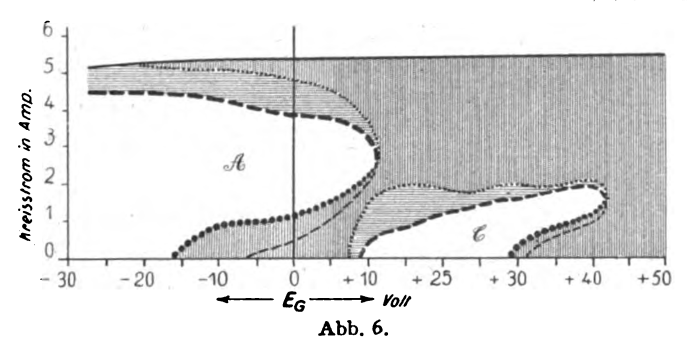


Abb. 6.

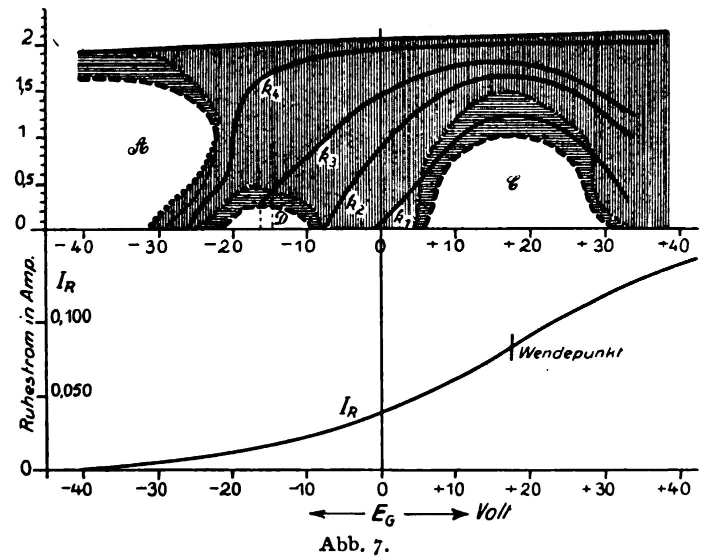


Abb. 7.

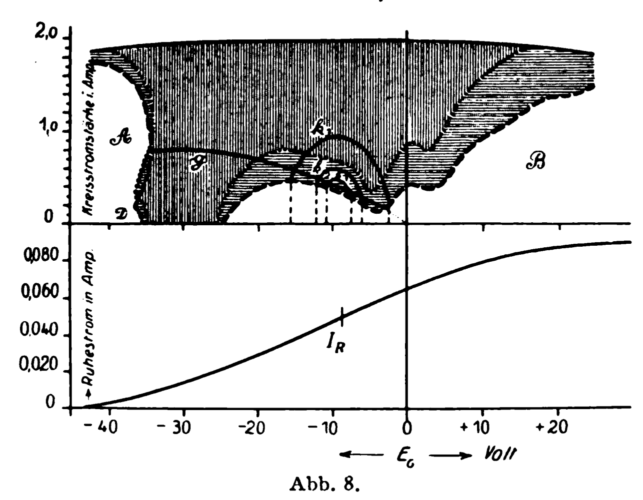


Abb. 8.

wenige Volt rechts (d. h. nach der positiven Seite) von $E_G = 0$. Der genannte erzwungene Fall liegt nun vor, wenn man die Röhre so dimensioniert, daß schon der Bereich B, d. h. der Sättigungsteil der Charakteristik in das Gebiet negativer Gitterspannungen hinübergreift, so daß der Bereich C von B aufgefressen oder verdrängt werden muß (vgl. später Abb. 8). Zuerst seien jedoch noch eine Anzahl von diesem normalen Diagramm abweichende gezeigt und beschrieben, dann sei auf die Gesetzmäßigkeiten in den normalen Diagrammen eingegangen.

4. Die anormalen Reißdiagramme.

Abb. 6 zeigt ein dem normalen noch recht ähnliches Diagramm, dessen Bereich A aber schädlich weit nach rechts herüber liegt, und zwar so weit, daß man kaum noch Platz für Telephonielinien auf dem schmalen Isthmus zwischen A und C findet. Man muß jedoch Abb. 6 als noch normales, aber zu einer Röhre falscher Dimensionierung gehöriges Diagramm bezeichnen, wie später näher erklärt wird. Abb. 7 zeigt ein Diagramm, daß im Wendepunkt des Ruhestromes einen großen Anspring- und Wegreißbereich, hier C, hat, dessen Existenz nicht begründet erscheint. Man könnte wohl rein äußerlich annehmen, daß er dadurch veranlaßt ist, daß der Wendepunkt eben ins Gebiet des immer an dieser Stelle vorhandenen Reißbereiches C verlegt ist, welch letzterer durch die hier gerade beginnenden und recht merklichen Gitterströme herbeigeführt sein könnte, da er ja durch die Charakteristikform kaum abzuleiten ist. Zur Prüfung dieser Fragen wurden Fälle aufgesucht, in denen am Wendepunkte noch keine Gitterströme auftreten, d. h. bei denen der Wendepunkt weit im Gebiete negativer Gitterspannungen liegt. Abb. 8 zeigt jedoch ein Diagramm, in dem dennoch ein Anspringen und Wegreißen auftritt. Natürlich liegt nicht alles, was links von der Ordinatenachse liegt, auch im Gebiete des Gitterstromes Null, sondern nur solche Punkte, auf denen die Gesamtgitterspannung, Gleich- und Wechselspannung dauernd im Negativen bleibt. Die Linie g in Abb. 8 bedeutet diese Grenze des Eintretens von Gitterströmen, und man sieht deutlich, daß auch unterhalb dieser die Schwingungen im Wendepunkte nicht folgen. Die Annahme, daß es sich hier um eine durch die annähernde Gradlinigkeit der Charakteristik an dieser Stelle hervorgerufene Meßungenauigkeit handelt, daß man nämlich nicht fein genng variiert hätte um das Folgen zu konstatieren, ist, wie geprüft wurde, nicht stichhaltig. Es bleiben wohl die Erklärungen übrig, daß entweder die Charakteristik nicht so genau einen Wendepunkt hat, wie man es annimmt und wie

es die Meßgenauigkeit festzustellen gestattet, sondern daß sie dort eine geringe Unregelmäßigkeit besitzt, oder daß im Augenblick des Einsetzens der Zustand der Röhre, etwa die Temperatur sich etwas ändert, so daß ein kleines Umspringen der Charakteristik erfolgt.

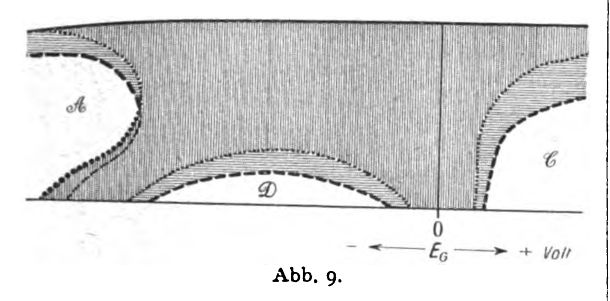


Abb. 9.

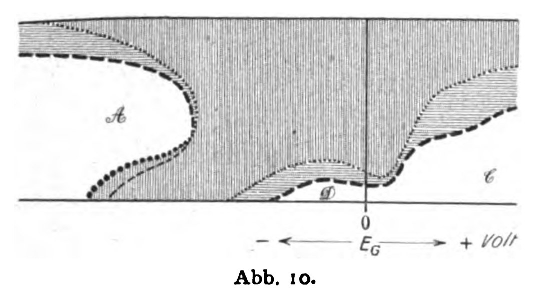


Abb. 10.

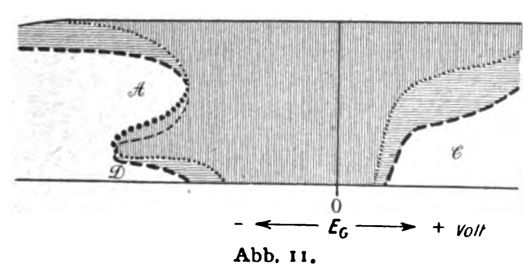


Abb. 11.

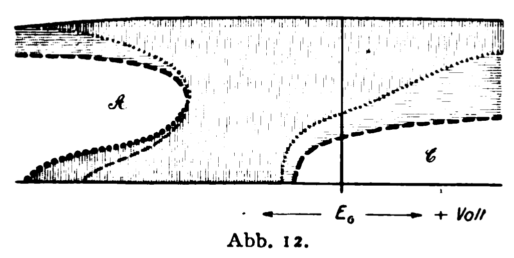


Abb. 12.

Es hat sich im Laufe vieler Messungen gezeigt, daß die verschiedenen Varianten der Gitterdiagramme, wie sie die Abbildungen 2, 3 und 6—13 zeigen, von kleinen Konstruktionseinzelheiten der Röhre abhängen, so daß sämtliche Röhrenexemplare einer bestimmten Type gleichartige Diagramme haben, dagegen Röhren fast ganz gleicher Konstanten und gleicher elektrischer Dimensionierung sehr abweichende Diagramme haben können, wenn Konstruktionsunterschiede vorhanden sind.

Abb. 9 zeigt ein Diagramm, das den bereits genannten Bereich D zwischen A und C aufweist. Dieser Bereich D kann mit C zusammenhängen (Abb. 10), er kann aber auch mit A zusammenhängen (Abb. 11). Die Konstruktionsunterschiede, die derartige Variationen bedingen, sind oft so minimal, daß man ihre Einflüsse auf die Charakteristik kaum finden kann.

Ein seltener, aber ebenso konstant bei einer bestimmten Type auftretender Fall ist in Abb. 12 zu sehen. Hier reicht ausnahmsweise der Bereich C um mehrere Volt in das Gebiet negativer Gleichspannungen hinein, eine bisher nur bei Senderöhren mit Oxydfaden beobachtete Erscheinung. Es sei vorläufig von Abb. 8 abgesehen, bei dem in dieser Beziehung sehr anormale Verhältnisse herrschen, wie schon gesagt, indem der unbedingt in der Sättigungsgegend liegende Bereich B stark nach links gebracht ist. Man könnte immerhin das Diagramm Abb. 12 auch dem der Abb. 10 gleichstellen, d. h. eine Vereinigung von C und D annehmen.

Ein ganz besonders unschönes Diagramm zeigt Abb. 13, das einen erstaunlich hohen Bereich D enthält, außerdem noch einen Bereich F, also allein 4 Fehlstellen zwischen Anfangspunkt und Wendepunkt der Charakteristik. Die eingezeichneten Telephonielinien konstanter Rückkopplung k_0 k_1 k_2 k_3 . . . usw. lassen das deutlich erkennen. Dieses Diagramm gehört zu einer Röhre mit einer Elektrodenanordnung nach Abb. 14.

Tatsächlich zeigten nämlich von den untersuchten Röhren im Prinzip gleicher Elektrodenanordnung, d. h. doppelseitig ebener Gitter und Anoden die große Mehrzahl den Bereich D, entweder isoliert oder mit A oder C vereinigt, selbst wenn

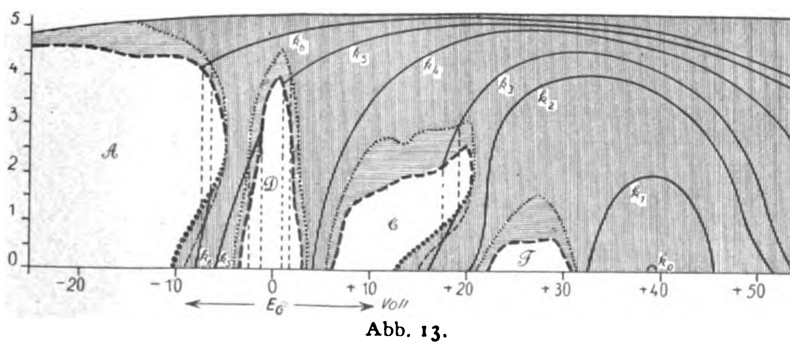


Abb. 13.

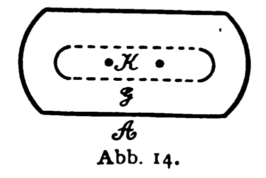


Abb. 14.

Bereich A sehr nahe an C heranlag. Es wird nämlich bei Diskussion der normalen

Diagramme (siehe folgende Zeilen) gezeigt, daß dies ein wichtiger Faktor für das Auftreten oder Wegfallen von D ist.

Es wurde oft versucht, eine Anormalität im Verlaufe der Charakteristiken solcher Röhren verschiedener Reißdiagramme herauszumessen, aber es sind keine sicheren Unterschiede festgestellt worden, da die Erhitzungen die Meßgenauigkeit ziemlich begrenzen. Immerhin ließe sich hierfür noch mancherlei tun.

5. Einfluß der elektrischen Größen auf die Diagramme.

Nunmehr wird zu den normalen Reißdiagrammen (wie Abb. 3) zurückgekehrt, und zwar sollen hauptsächlich die Bereiche A und C, die technisch wichtigen (solange kein D vorhanden ist), diskutiert werden.

Es entstehen da die Fragen: wie verhalten sich die Diagramme:

1. bei der gleichen Röhre, aber geänderten Betriebs- und Schaltungsgrößen,
2. bei geänderten Röhrenkonstanten, aber gleichen äußeren Bedingungen.

Natürlich interessieren diese Fragen genau so sehr für die anormalen Diagramme, denn Röhren mit solchen sind in der Praxis doch auch zahlreich vertreten. Daher kann hier gleich voraus genommen werden, daß die in folgenden Zeilen auseinandergesetzten Einflüsse qualitativ und quantitativ genau so auf anormale Diagramme zutreffen, wie ja überhaupt zwischen anormalen und normalen Diagrammen nahe Verwandtschaft herrscht, ja solche sich ineinander bei der gleichen Röhre umwandeln können, wie weiter unten gezeigt wird.

a) Heizart.

Eine wichtige Variation ergibt sich zunächst, je nachdem die Glühkathode mit Gleichstrom oder Wechselstrom geheizt wird. Bei allen bisherigen Diagrammen war, wie anfangs gesagt, Gleichstromheizung vorausgesetzt und die Gittergleichspannung vom negativen Fadenpol aus gerechnet. Ist Abb. 15 I das Diagramm der normal eingestellten Schaltung mit Gleichstromheizung, so zeigt Abb. 15 II dasselbe mit Wechselstromheizung, wenn die Gitterzuführung in der Mitte des Glühfadens liegt, wie es die Praxis verlangt. Es ergibt sich der Unterschied, daß das gesamte Diagramm in diesem Falle um etwa 8 Volt nach links, resp. das Koordinatennetz um 8 Volt nach der positiven Seite verschoben erscheint. In der Tat beträgt die Fadenspannung dieser Röhre etwa 16 Volt, so daß man sagen kann, daß vom Standpunkte des Reißens diese Schaltung ungefähr so wirkt, wie wenn man auch bei Gittergleichspannung an die Mitte des Fadens gegangen wäre. Auch der Ruhestrom der Röhre, ein alsbald noch zu besprechendes wichtiges Element für die Reißdiagramme, ändert sich ganz gleichartig, wenngleich man zugeben muß, daß der Ruhestrom bei Wechselstromheizung nicht konstant sein kann, sondern durch gewisse mit der Heiz-Wechselspannung zwangsläufig auftretende Gitterspannungs-, Charakteristiksteilheits- und zum kleinen Teil auch Anodenspannungsschwankungen selbst schwanken muß, ganz abgesehen hier von den Emissionsschwankungen, die ja eine Funktion der Temperaturträgheit und daher der Heizfrequenz sind. Abb. 15 III zeigt noch den praktisch allerdings wertlosen Fall, daß bei Wechselstromheizung die Gitterleitung an einem Kathodenende liegt. Hier erscheint das Diagramm zwar erheblich verbessert, aber es ist deswegen unbrauchbar, weil hier keine konstanten Zustände eintreten, sondern der Arbeitspunkt ständig eine Hin- und Herbewegung im Diagramm ausführt, d. h. durch die Fadenspannungsänderung eine Gitterspannungsänderung und daher eine Amplitudenpendelung veranlaßt wird.

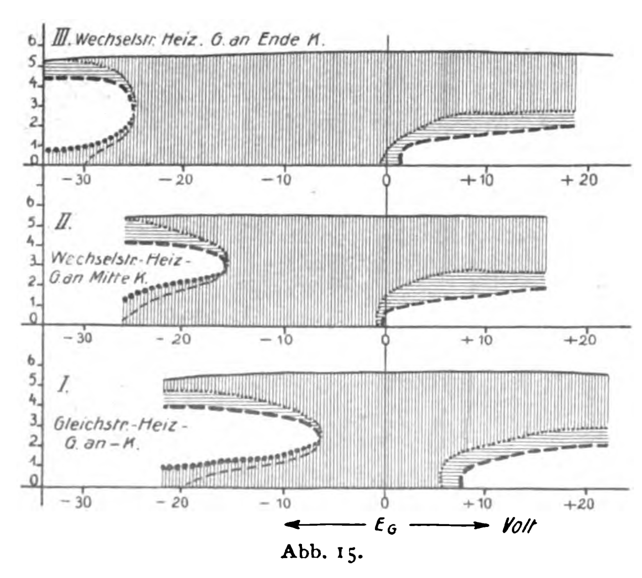


Abb. 15.

b) Äußerer Widerstand (Antenne).

Kehren wir zur Gleichstromheizung bei bester Einstellung aller Daten zurück, d. h. zu einem Normaldiagramm (Abb. 16 I). Es sei jetzt der äußere Widerstand variiert, er sei einmal (Abb. 16 I) optimal (d. h. so groß wie für die beste Leistung notwendig), einmal merklich (etwa 0,65 : 1) kleiner (Abb. 16 II), einmal merklich (etwa 1,35 : 1) größer (Abb. 16 III). Bei dieser großen Änderung von $\mathfrak{R}$ ist der Einfluß auf das Diagramm ein recht geringer. Immerhin ist zu sehen, daß Vergrößerung des äußeren Widerstandes den Isthmus zwischen A und C verbreitert, d. h. das Diagramm verbessert, indem A nach links zurückweicht, C dagegen etwa unverändert bleibt.

Bei sehr großen Veränderungen des äußeren Widerstandes, ist allerdings auch die Diagrammänderung eine erheblichere.

c) Schwankungen.

α) Emission.

Ein bemerkenswertes Resultat zeigen die Abbildungen 17, I, II und III, nämlich den Einfluß des Schwankens der Emission bei sonst konstantem Sender. Die Erhöhung der Emission ist hier das Gefährlichere, daß das Diagramm verschlechtert.

β) Anodenspannung.

Weiter betrachten wir die Diagramme, die durch Schwankung der Anodengleichspannung bei sonst unverändertem Sender entstehen. Wie die Abbildungen 17, I IV und V zeigen ist der Einfluß sehr erheblich; man sieht, daß ein unvorsichtiges Verkleinern das Diagramm, erheblich verschlechtert, so daß Telephonielinien, die vorher noch im Gebiete des Folgens lagen, plötzlich in das des Reißens und Springens kommen können und die Sprache verschlechtern.

Bei Betrachtung der Abb. 17 ist zu beachten, daß nur 17 I einen richtig eingestellten äußeren Widerstand hat, II und V dagegen zu große, III und IV zu kleine. Jedoch ist die Veränderung der Diagramme nicht hauptsächlich hierauf zurückzuführen, wie man ja aus Abb. 16 ableiten kann, sondern auf die Änderung des Verhältnisses von Emission zu Ruhestrom, wie alsbald erklärt wird.

d) Relativer Ruhestrom.

Die wichtigste Gesetzmäßigkeit über die Gitterspannungsdiagramme ergibt sich nämlich durch die Anwendung verschiedener Anodengleichspannungen oder verschiedener Emissionen in derselben Röhre, jedoch jeweils bester Einstellung des äußeren Widerstandes, ebenso durch Messung von Röhren gleicher Konstruktion aber verschiedenen Durchgriffes bei gleichen Bedingungen, wie Emission, Anodenspannung und bestem äußeren Widerstand.

Es zeigt sich hier in aller Klarheit die schon oben erwähnte Tatsache, daß Bereich C in Form und Lage sehr wenig veränderlich ist, Bereich A aber weitgehend in der Abszissenrichtung verschiebbar bei ungeänderter Form, so daß man eigentlich den Isthmus zwischen A und C, das einzig wichtige Arbeitsgebiet, beliebig breit machen könnte, wenn nicht andere Nachteile dadurch aufträten. Ein maßgebendes Kriterium für alle diese Fälle ist der Ruhestrom, und zwar soll ein bestimmter Ausdruck hier besondere Beachtung finden, nämlich der Ruhestrom als Bruchteil des Sättigungsstromes, genannt der „relative Ruhestrom“ I_{Rr}, demnach eine unbenannte Zahl, kleiner als 1.

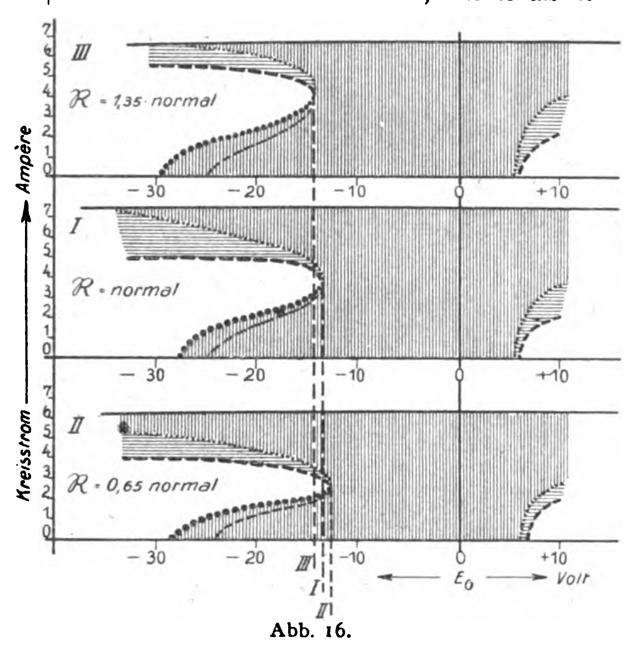


Abb. 16.

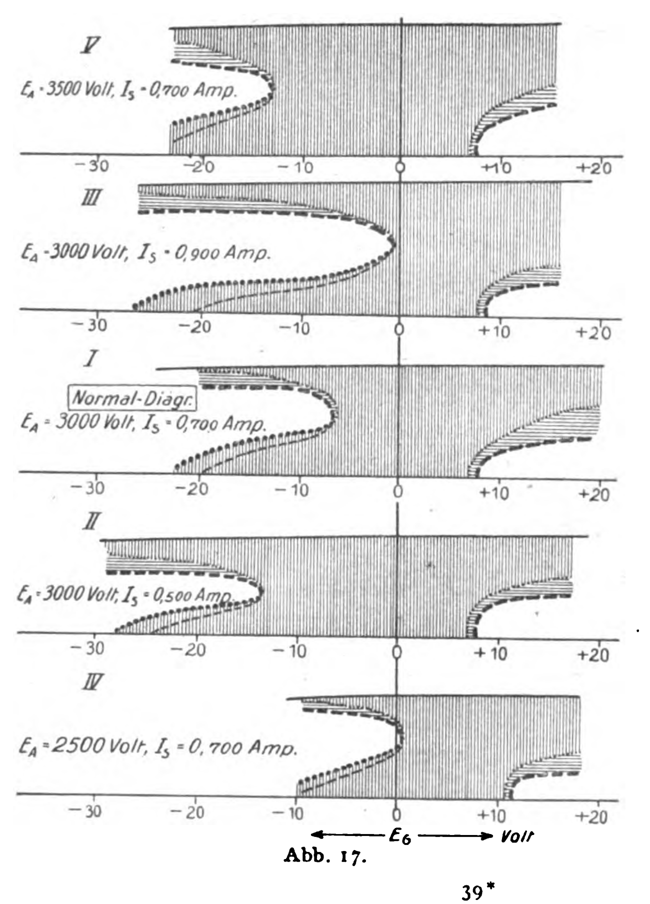


Abb. 17.



Durch eine große Anzahl von Untersuchungen hat sich nun der Erfahrungssatz ergeben, daß der

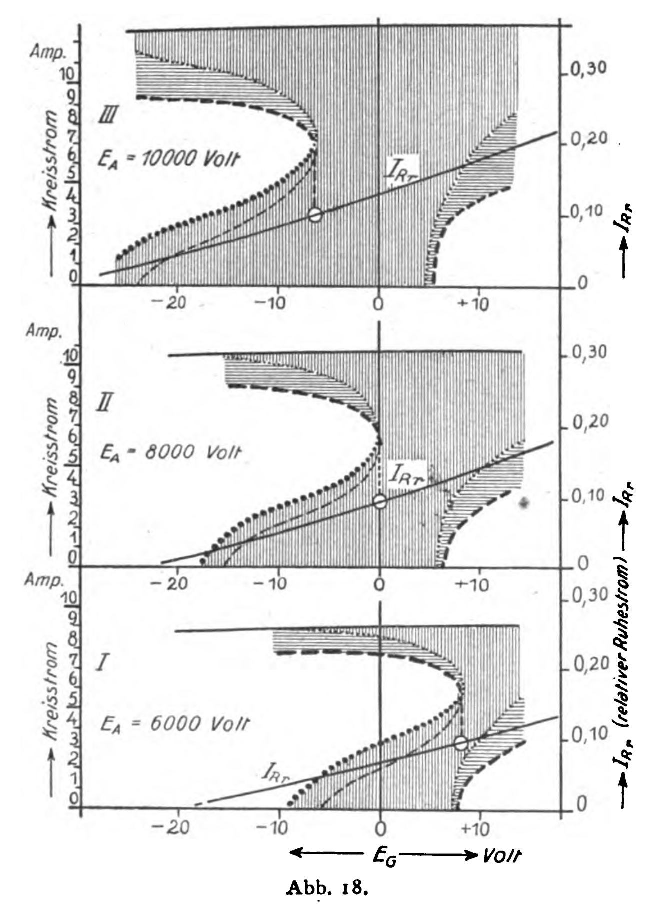


Abb. 18.

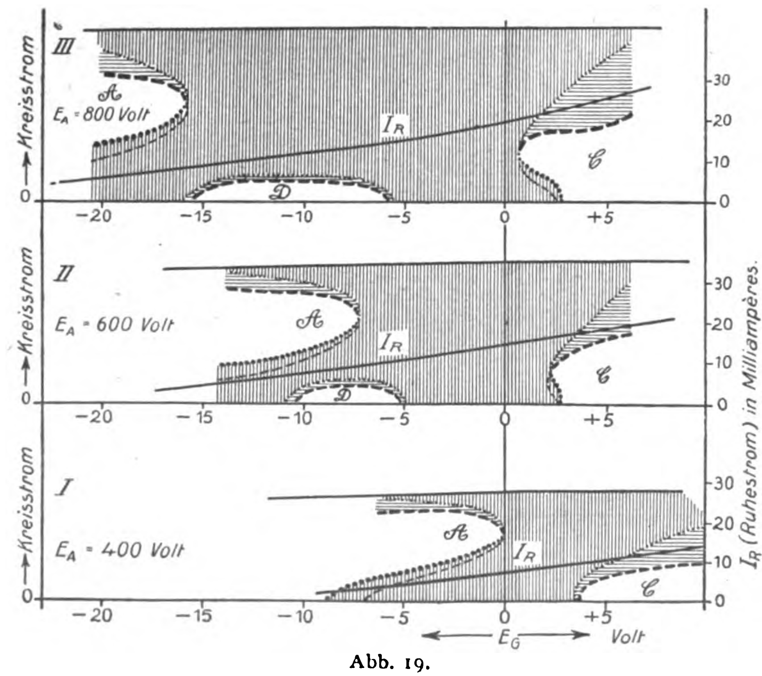


Abb. 19.

A-Bogen etwa bei einem bestimmten relativen Ruhestrom liegt, und zwar durchschnittlich bei $I_{Rr} = 0{,}08$ bis 0,09. Dieser Satz ist, wenngleich man keineswegs die genannten Zahlen ohne quantitative Rechnung voraussehen kann, doch im Prinzip durchaus verständlich, denn es ist klar, daß die Diagramme im zwangsläufigen Zusammenhang mit der Krümmung der Charakteristik stehen, und daß, wenn man alle Charakteristiken als ähnlich annimmt, die Fehlstellen an ähnlich gelegenen Punkten auftreten müßten. Aber die Tatsachen liegen doch komplizierter, denn erstens bringen ja die äußeren Widerstände schon Variationen hinein, und zweitens sind nicht alle Charakteristiken geometrisch ähnlich, und daß eine allgemeine geometrische Ähnlichkeit nicht vorhanden ist, zeigt ja schon hinlänglich die auffallende Unveränderlichkeit von Bereich C, verglichen mit der Beweglichkeit von Bereich A. Jedenfalls sind von den obengenannten Werten von $I_{Rr} = 0{,}08$ bis 0,09 auch mancherlei Abweichungen gefunden worden.

e) Betrieb bei verschiedenen Anodenspannungen.

Das normale Bild für eine Röhre, die mit verschiedenen Anodenspannungen bei gleicher Emission und jeweils bestem äußeren Widerstand betrieben wird, zeigt Abb. 18, wo die Diagramme I, II und III sich auf fortschreitende größere Anodenbetriebsspannungen, nämlich 6000, 8000 und 10000 Volt beziehen. Die rechts eingetragenen Ordinaten zeigen hier mit erheblicher Genauigkeit die Konstanz der Lage des A-Bogens bei $I_{Rr} = 0{,}09$.

Hieraus läßt sich sofort das Mittel ableiten, um den Isthmus zwischen A und C breit zu machen, nämlich: alles, was den relativen Ruhestrom vergrößert, verbreitert diesen Isthmus, d. h. also Erhöhen der Anodenspannung oder Verkleinern der Emission.

Ein starkes Auseinanderziehen der Bereiche A und C bringt aber wiederum Nachteile mit sich, und zwar erstens solche, welche nicht im Reißdiagramm erkenntlich sind, sondern in Erhitzungen sowohl im Ruhestrom als im Betriebe bestehen und im Kapitel IV noch eingehender diskutiert werden. Zweitens treten aber auch leicht Nachteile im Diagramm auf, wofür Abb. 19 ein Beispiel gibt. Abb. 19 I zeigt ein normales sauberes Diagramm,

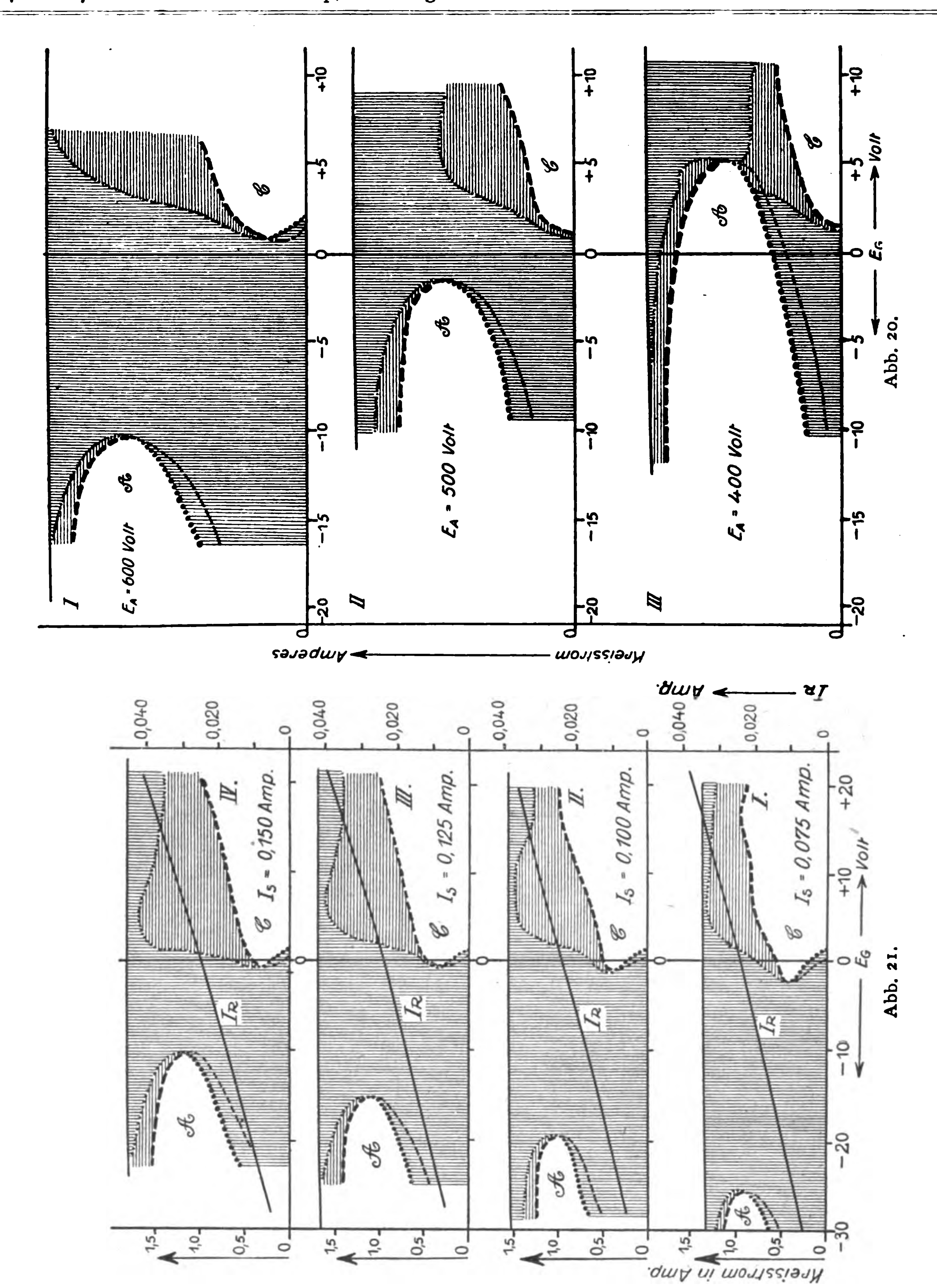


Abb. 20.

Abb. 21.

das aber durch Auseinanderziehen von A und C durch Erhöhung der Anodenspannung bei derselben Röhre den schon einigemale genannten Bereich D zwischen A und C entstehen läßt, (19 II und 19 III). Auch in dieser Abbildung erkennt man die Konstanz der Lage des A-Bogens bei $I_R =$ etwa 8 Milliampere, was einen relativen Ruhestrom von $I_{Rr} = 0{,}09$ entspricht (da $I_s = 0{,}090$ Amp.)

Ein weiteres Beispiel für die Wirkung verschiedener Anodenspannungen zeigt Abb. 22.

f) Betrieb bei verschiedenen Emissionen.

Die Erhöhung der Emission bei konstanter Anodenspannung wirkt, so wie es der Satz vom relativen Ruhestrom angibt, d. h. verschlechternd auf das Diagramm, indem die relativen Ruhe-

ströme abnehmen bzw. die Punkte gleichen relativen Ruhestromes und damit die A-Bögen nach rechts rücken, der Isthmus also schmäler wird. Abb. 21 enthält ein einfaches Beispiel hierfür, dessen Daten sämtlich in die Abbildung eingetragen sind.

g) Durchgriff.

Die gleiche Bestätigung des obigen Satzes findet sich, wenn eine Anzahl von Röhren untersucht werden, die sich nur durch den Durchgriff unterscheiden. (Abb. 22, vergleiche Tabelle 1). Dem-

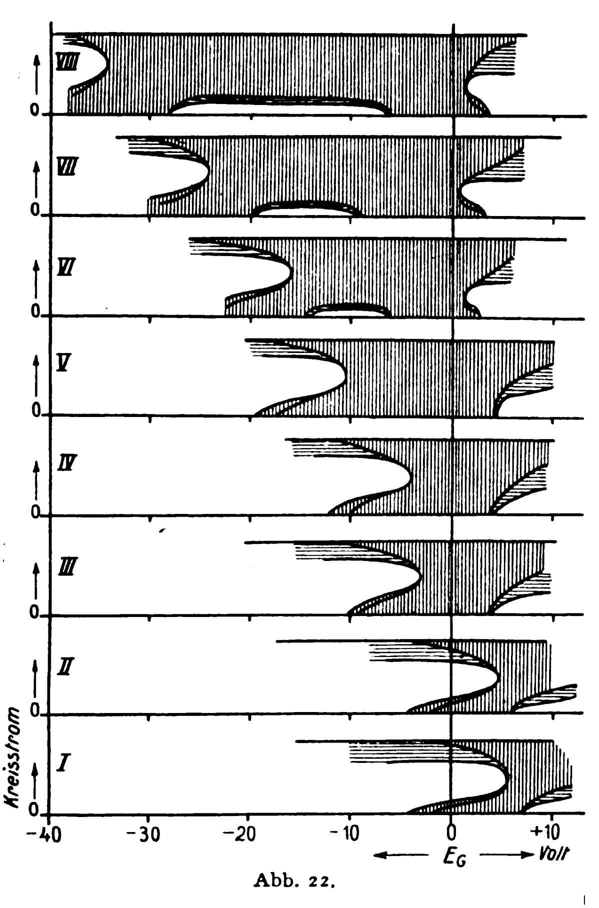


Abb. 22.

gemäß zeigen die mit kleinstem α (Abb. 22 I) den schmalsten Isthmus, die mit größtem (Abb. 22 VIII) den breitesten. Auch hier ist das allmählige Auftreten des Bereiches D (Abb. 22 VI, VII und VIII) zu sehen.

h) Erfahrungen und Gesetzmäßigkeiten.

Es sei noch etwas genauer auf die Lage des A-Bogens eingegangen, als es durch den oben genannten Erfahrungssatz geschehen ist, sowie noch auf einige andere Einzelheiten in den Diagrammen.

Tabelle 1 (zu Abb. 22).

Diagramm	I_R Ruhestrom bei $E_G = O$	E_G im A-Bogen	I_{Rr} im A-Bogen
I	3 Milliampere	+ 6 Volt	0,067
II	5 "	+ 5 "	0,090
III	8 "	− 3 "	0,067
IV	10 "	− 4 "	0,090
V	14 "	− 10,5 "	0,072
VI	20 "	− 16 "	0,094
VII	33 "	− 24 "	0,072
VIII	40 "	− 34 "	0,12

Die weitgehendste Konstanz in der Lage des A-Bogens findet man immer, wenn es sich um

Tabelle 2.

Lage des A-Bogens bei E_G (Volt):	− 11	− 8	− 7	− 1	+ 1,5	+ 2,5	+ 7
I_{Rr} im A-Bogen	0,083	0,086	0,094	0,080	0,077	0,090	0,090

die gleiche Klasse von Röhren handet, d. h. um Röhren gleicher Konstruktion, wobei aber Anodengleichspannung, Emission und insbesondere auch Durchgriff weitgehend verschieden sein können. (Tabelle 2, betreffend Röhren mit verschiedenem Durchgriff unter sonst gleichen Bedingungen, Tabelle 3, betr. eine Röhre bei verschiedenen Emissionen, Tabelle 4, betr. eine Röhre bei verschiedenen Anodenspannungen). Jedoch sind erstens

Tabelle 3.

Abbildung	24 I	24 II	24 III	24 IV
I_S (Amp.)	0,075	0,100	0,125	0,150
I_R im A-Bogen (Amp.)	0,0085	0,0125	0,0140	0,0175
I_{Rr} im A-Bogen	0,113	0,125	0,112	0,117

in einer Klasse manchmal bedeutende regellose Abweichungen anzutreffen (vergl. Tabelle 1), zweitens läßt sich in einer Klasse oft ein geringer Gang erkennen in dem Sinne, daß bei immer enger werdendem Isthmus der A-Bogen bei etwas geringerem I_{Rr} liegt (wie in Abb. 19 zu erkennen ist, ebenso in Tabelle 1 angedeutet, in Tabelle 4

Tabelle 4.

I_S (Milliampere) bei $E_G = O$	5	7	8,5	10
Lage des A-Bogen bei E_G (Volt)	− 4,5	− 2,2	0	+ 3,3
I_{Rr} im A-Bogen	0,090	0,083	0,072	0,067

sehr deutlich). Bei Messungen an sehr verschiedenartigen Typen höchster und niedrigster Kilowatt- und Wattzahlen und Betriebsspannungen findet man allerdings mancherlei Differenzen. So

habe ich Röhren angetroffen, deren A-Bogen bis hinauf zu $I_{Br} = 0{,}13$ lag, ferner in seltenen extremen Fällen andere Röhren, deren A-Aogen bei $I_{Br} = 0{,}03$ lag. Es ließ sich feststellen, daß diejenigen Röhren mit kleinerem I_{Br} arbeiten, deren Charakteristiken recht tiefliegende Wendepunkte haben (Abb. 23 I), während Charakteristiken wie Abb. 23 II mit hochliegendem Wendepunkt, d. h.

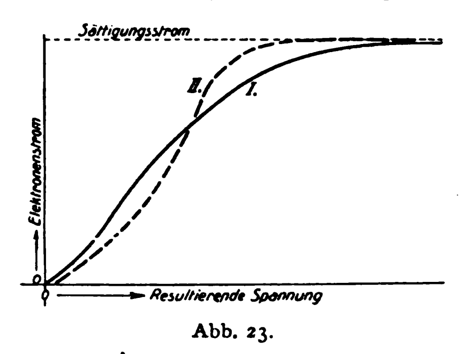


Abb. 23.

solche, welche weitgehend dem $V^{\frac{3}{2}}$-Gesetz folgen, den A-Bogen bei größeren I_{Br} liegen haben. Diese Verschiedenheiten in der Kurvenform sind eine Frage der mechanischen Anordnung von Kathode und Gitter.

Die notwendigen äußeren Widerstände, die sich ja bei verschiedenen Röhren etwa wie 1 : 30 unterscheiden, sind keineswegs ein Kriterium für die Größe von I_{Br} im A-Bogen, ebensowenig das Verhältnis von Betriebsspannung zur Restspannung.

Es interessiert noch, wie sich das Diagramm verhält, wenn durch scharfes Hinüberdrücken des Bereiches A nach rechts sich A und C sehr nahe kommen. Im allgemeinen kann man finden (Abb. 22, vgl. auch 18 und 19), daß der Bereich C dann ein wenig auszuweichen scheint, aber schließlich können sich A und C vereinigen, wie dies Abb. 20 III zeigt.

i) Gitterstromempfindliche Rückkopplung.

Unter den Grunddiagrammen nehmen diejenigen eine besondere Stellung ein, die durch gitterstromempfindliche Rückkopplung entstehen. Sie bilden nämlich den einzigen Fall, in dem die Diagramme scheinbar von der Schaltung bei gleichbleibender Dimensionierung der elektrischen Größen abhängig sind. Es handelt sich dabei um solche Rückkopplungsschaltungen, bei denen ein fast vollständig abgestimmter Gitterkreis bei sehr loser Kopplung verwendet wird. Abb. 24) zeigt drei Grund- resp. Rückkopplungsdiagramme einer Röhre, die unter verschiedenen Gitterkreisbedingungen aufgenommen sind, und zwar ist 24 I das wirklich echte Grunddiagramm mit einer normalen durchschnittlichen Rückkopplung (stark verstimmt, festgekoppelt), die gegen Gitterstrom unempfindlich ist. Die Abb. 24 II und III zeigen dann die Grunddiagramme, wenn der Gitterkreis mehr und mehr abgestimmt und loser gekoppelt wird. Es ändert sich hier also nur der Bereich C, Bereich A bleibt unbeeinflußt.

Die Erklärung für diese Erscheinung ist darin zu suchen, daß im Gebiete des Gitterstroms der Gitterkreis gedämpfter ist als ohne Gitterstrom, daß daher auch die Rückkopplung hier keine Konstante ist, sondern im Gebiet des Gitterstromes schwächer als ohne Gitterstrom. Sie ist also sowohl von der Gitterspannung als von der Amplitude abhängig, und zwar wird sie anscheinend bei kleinen Amplituden im positiven Gitterspannungsgebiet besonders ungünstig.

Hiermit können die Grunddiagramme verlassen werden. Die seltsamen Formen ihrer Reiß- und Springgebiete quantitativ zu erklären würde, wie schon eingangs gesagt, viel Mühe machen. Es ist jedoch leichter, diese Erscheinungen wenigstens auf einige andere Gesetzmäßigkeiten zurückzuführen und so dem Verständnis näher zu bringen. Dies geschieht im Abschnitt III D, nach Vorführung der verschiedenen anderen Arten von Gitterdiagrammen im Zusammenhang mit diesen.

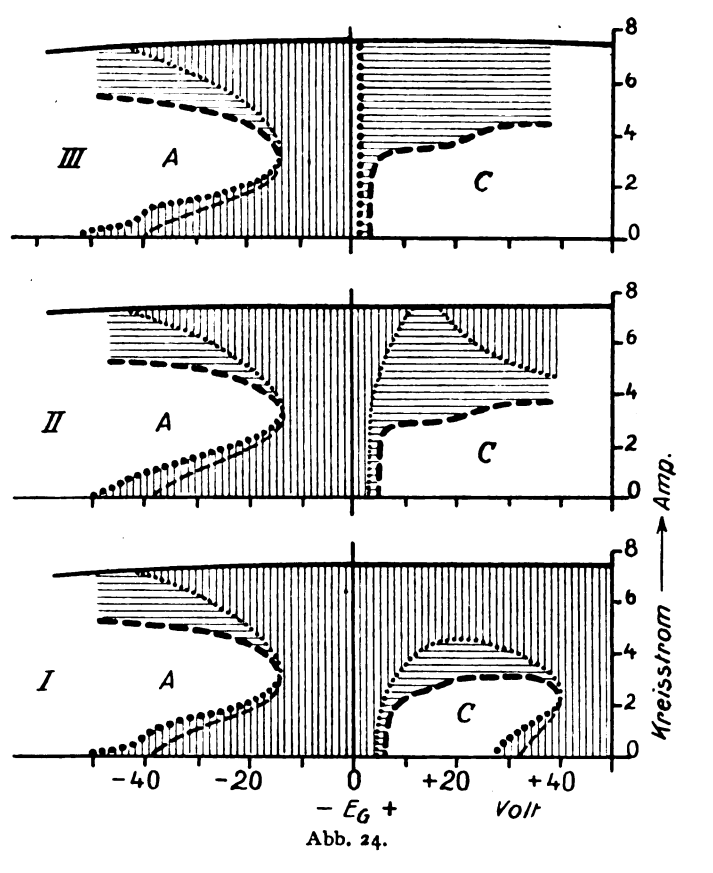


Abb. 24.



Die Lehren jedoch, die sich aus ihnen für die Dimensionierung von Senderöhren ergeben, sollen erst im Kapitel VI nach Kenntnis aller anderen Diagramme im Zusammenhang diskutiert werden.

B. Die Gitterspannungsdiagramme bei festem Gitterwiderstand.

1. Widerstand nur vom Gitterstrom durchflossen.

Es ist ein bekanntes und vorzügliches Hilfsmittel, in die Gitterleitung einen Widerstand (mehrere Tausend Ohm), überbrückt mit einem Kondensator, zu legen. Dieser Widerstand ist oft fest, oft (zwecks Telephonie) variabel, im letzteren Falle aus einer gesteuerten Röhre bestehend. Die Schaltung mit festem Widerstand gestattet zwei Annehmlichkeiten miteinander zu verbinden, nämlich erstens die der hohen negativen Gitterspannung im Schwingungszustande und des dadurch erreichbaren hohen Wirkungsgrades mit der zweiten der kleinen Gitterspannung (z. B. $E_G = 0$) im Ruhestrom und des damit erreichbaren sicheren Einsetzens der Schwingungen.

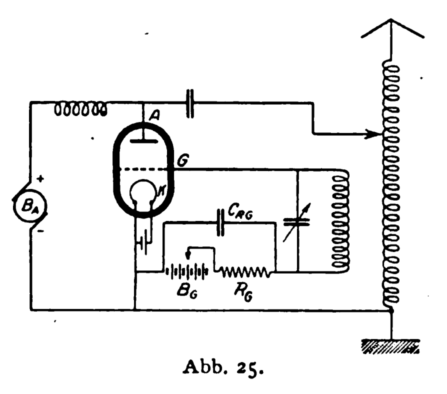


Abb. 25.

Zunächst seien die Diagramme betrachtet, die sich ergeben, wenn man den bisher betrachteten einen festen Widerstand mit Parallelkondensator hinzufügt (siehe Abb. 25). Es dürfte klar sein, daß im allgemeinen der Widerstand R_G eine negative Spannung am Gitter wird entstehen lassen, da das Gitter ja Elektronenstrom in den Halbperioden positiver Spannung aufnimmt. Der Kondensator kann bei ausreichender Größe eine fast vollkommene Gleichspannung herbeiführen. Es ist vielleicht weniger allgemein bekannt, daß diese Kombination auch eine positive Gitterspannung veranlassen kann, einen äußerst unangenehmen Effekt, der insbesondere bei großen Röhren zur Beschädigung führen kann. Er wird veranlaßt durch die sekundäre Kathodenstrahlung des Gitters in den Halbperioden positiver Spannung. Ist dann die Sekundärstrahlung stärker als die einfallende Elektronenaufnahme, so erhält man „verkehrten Gitterstrom", der eine positive Dauerspannung am Gitter ergibt, die den Anodenstrom so sehr zum Steigen bringen kann, daß, während auch noch die Schwingungen in der Amplitude nachlassen oder ganz aussetzen, eine unerträgliche Überhitzung der Röhre eintritt. (Für diesen Vorgang ist aus einer Zufälligkeit der Ausdruck „Durchstoßen" gebildet worden.) Dieser Vorgang soll aber hier außer Betracht gelassen werden. Er tritt hauptsächlich bei hohen Betriebsspannungen, hohen Gitterwiderständen und starker Sekundärstrahlung des Gitters auf. Natürlich spielt letztere in diesen Gitterwiderstandsdiagrammen oft eine gewisse Rolle, auch wenn man sie nicht besonders konstatieren oder wenigstens nicht von den übrigen Erscheinungen trennen kann.

Wenn wir nun mit einer eingebrachten Gitterspannung E_G arbeiten, so entsteht nebenher die Spannung E_{RG} am Widerstand. Die wahre Gitterspannung ist die Summe beider. Es ist also möglich, entweder als Abszisse in den Diagrammen die bisherige unabhängig variable Gitterspannung E_G zu benutzen oder auch die eben genannte wahre (Summen-)Gitterspannung $E_G + E_{RG}$. Während das letztere besonders von theoretischem Interesse ist, da es den unmittelbarsten Vergleich mit den Grunddiagrammen gestattet, ist das erstere von größerem praktischen Interesse, da es die Änderung des äußerlichen Verhaltens des Senders bei Hinzufügen des Widerstandes zeigt. Deshalb sollen hier Diagramme nach beiden Arten aufgetragen gezeigt werden.

a) E_G als Abszisse.

Wie schon oben gesagt, tritt beim Arbeiten mit Widerständen in den Gleichstromkreisen ein neues Element in Erscheinung, nämlich das Pendeln bzw. die inkonstanten Zustände, hier in den Abbildungen durch diagonale Schraffierung bezeichnet. Das Pendeln kann verschiedene Formen annehmen, die sich sowohl durch die Geschwindigkeit des Pendelns als auch durch die Amplitudendifferenzen unterscheiden. So kommt vollständiges Wegreißen mit nachfolgendem Wiedereinsetzen mit regelmäßiger Wiederkehr in Perioden von mehreren Sekunden oder Reißen und Springen mit kleinerer Amplitudendistanz mehr oder weniger regelmäßig vor, Erscheinungen, die sehr deutlich am Hochfrequenzamperemeter abzulesen sind. Weiter kommen Pendelungen vor, die man am Amperemeter nicht mehr ablesen, aber mit Detektor als Ton, Knarren oder Rauschen hört, und schließlich solche, die man nur bei Überlagerung am Trillern oder Schweben erkennt. Natürlich können alle diese auch mit einem geeigneten Oszillographen (Braunsche Röhre) gesehen werden.

Es hat sich bei den Messungen herausgestellt, daß die Größe des Kondensators C_{RG}, der parallel zu diesem Gitterwiderstand liegt, einen bedeutenden Einfluß auf das Diagramm ausübt, und

zwar nicht nur etwa auf die Geschwindigkeit und Amplitude des Pendelns, sondern auch auf die Lage und Größe der Fehlbereiche. Bei sehr verschiedenen Größen dieses Kondensators, etwa zwischen 0,001 mf. (etwa 900 cm) und 20 mf. fand sich, daß hauptsächlich zwei Fälle zu unterscheiden sind, nämlich der Fall des großen Kondensators und der des kleinen. Von etwa 0,001 bis 0,01 mf. sind die Diagramme so gut wie konstant. Später beginnt eine sichtliche Änderung, aber bei etwa 1 bis 2 mf. und darüber haben die Diagramme wieder ein annähernd konstantes, allerdings von dem erstgenannten verschiedenes Aussehen. Im Zwischengebiet tritt eine kontinuierliche Umwandlung ein. Der Unterschied liegt wohl darin, daß in dem einen Falle die Entladung des Kondensators in einer Periode schon eine merkliche gegenüber der Ladung ist, im anderen Falle nicht, wie im Abschnitt III D erklärt wird. Die genannten Kapazitätswerte sind daher nur als annähernd zu betrachten und von Wellenlänge und Röhre abhängig. Interessant sind nur die beiden konstanten Typen, die hier kurzweg „mit großem Kondensator" und „mit kleinem Kondensator" genannt werden sollen, und zwar ist der des großen Kondensators zum Verständnis und Vergleich mit dem Grunddiagramm wichtig, während praktisch nur der Fall des kleinen Kondensators wichtig ist. Der Einfluß des Widerstandes sowie des Kondensators liegt für alle Diagramme in der gleichen Richtung. Daher ist es hier nur notwendig, die Veränderung eines normalen Diagrammes durch diese Organe auseinanderzusetzen. Diese Resultate sind dann auf die anormalen ebenso anwendbar.

α) Bei großem Parallelkondensator.

Abb. 26 zeigt eine Reihe Gitterspannungsdiagramme mit Gitterwiderstand an derselben Röhre bei stets denselben E_A, I_S und $\mathfrak{R}$ (letzteres ist gleichzeitig das jeweils beste) aufgenommen, unter verschiedenen Gitterwiderstandsbedingungen. Die Abszissen sind in Abb. 26 überall die von außen eingebrachten Gitterspannungen E_G, von B_G herrührend. (Vgl. Abb. 25.) Abb. 26 I zeigt das Grunddiagramm ohne Gitterwiderstand. Abb. 26 II und IV zeigen Messungen mit $R_G = 6000$ Ohm und großem Kondensator, und zwar ist der einzige Unterschied zwischen den beiden Diagrammen, daß Abb. 26 II nur am Amperemeter abgelesen ist, Abb. 26 IV aber außerdem mit Überlagerer und Detektorkreis kontrolliert ist. Die beiden Diagramme zeigen die vollkommene Sinnlosigkeit der Messung mit dem Amperemeter allein, da umfangreiche Teile der Fehlstellen (Pendeln) so nicht erkannt werden. Deshalb sollen im folgenden stets nur noch Diagramme nach Art von Abb. 26 IV, d. h. mit Überlagerer kontrolliert, gezeigt werden. Weiter zeigen aber Abb. 26 II, III und IV ein außerordentliches Vorrücken des A-Bogens nach rechts, bei zunehmendem R_G [3000 Ω (II), 6000 Ω (III), 9000 Ω (IV)], d. h. zunächst, eine erhebliche Verschlechterung des Diagramms.

β) Bei kleinem Parallelkondensator.

Ziemlich stark ändern sich aber diese Diagramme, wenn man zu kleinem Kondensator über-

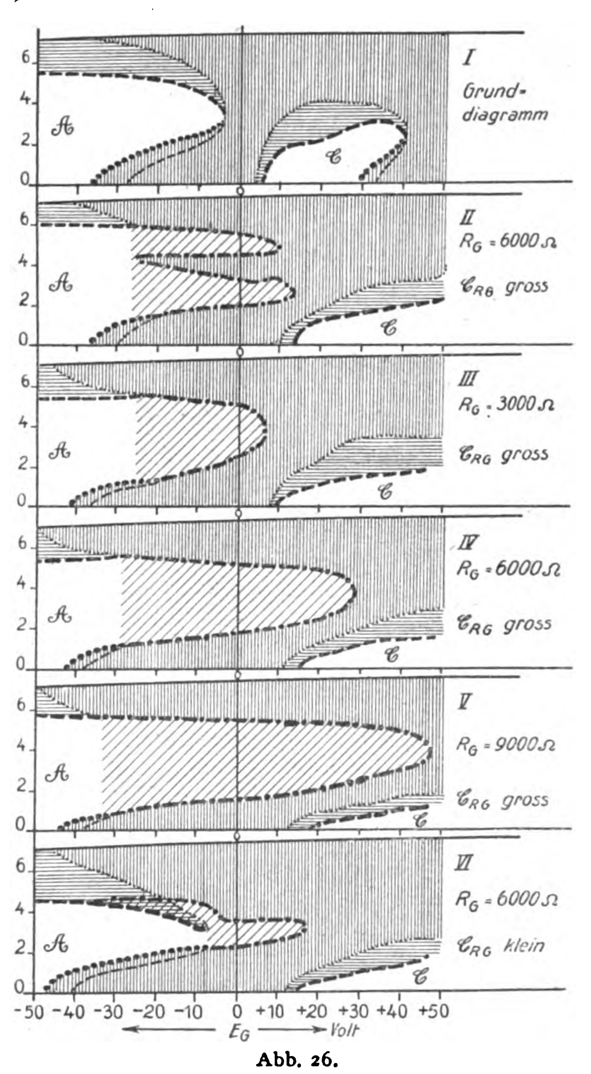


Abb. 26.

geht (Abb. 26 VI, zu vergleichen mit Abb. 26 IV). Hier ist das Vorstoßen des Bereiches A zum Teil wieder verschwunden, wenngleich noch ein merklicher Vorstoß übrig geblieben ist. Daher muß man also sagen, daß durch Einbringen des Gitterwiderstandes der Bereich A sich verschlechtert, indem er nach rechts vorrückt. Das Vorrücken ist etwa proportional der Größe des Widerstandes R_G. Der Einfluß des Gitterwiderstandes auf den Bereich C besteht darin, daß dieser um mehrere Volt nach rechts rückt, wie Abb. 26 II

bis VI zeigen, was einen recht merklichen Vorteil in der Praxis hat. Wird nämlich die Kathode mit Wechselstrom geheizt (vgl. Abb. 15), so fällt die Nullinie der Gitterspannung, wie Abb. 15 II zeigt, meist schon in den Bereich C hinein. Es genügt aber ein Wandern des Bereiches C nach rechts um ganz wenige Volt, um die Nullinie sauber zu bekommen. Daher kann man hier mit Recht sagen, daß das Reißdiagramm durch den Gitterwiderstand verbessert wird, insbesondere wenn Bereich A so weit links gelegen hat, daß sein Vorrücken nach rechts sich nicht störend bemerkbar gemacht hat. Korrekt ausgedrückt wird also das Reißdiagramm durch den Gitterwiderstand bezüglich des Bereiches A verschlechtert, bezüglich C verbessert.

Abb. 27.

b) $E_G + E_{RG}$ als Abszisse.

Es ist lehrreich, als Abszissen der Diagramme nicht die eingebrachten Gitterspannungen, sondern die wirklich entstehenden zu betrachten, wie schon oben angedeutet wurde. Bei dieser Auftragungsmethode läßt sich nämlich der Vorgang innerlicher erkennen. Abb. 27 zeigt beide Methoden direkt miteinander und mit dem Grunddiagramm vergleichbar.

α) Großer Kondensator.

Abb. 27 I ist das Grunddiagramm, 27 II zeigt ein Diagramm mit 6000 Ohm Gitterwiderstand und großem Kondensator, als Abszissen die eingebrachten Spannungen E_G, identisch mit dem in Abb. 26 IV. Abb. 27 III zeigt genau den gleichen Vorgang wie Abb. 27 II, jedoch sind hier als Abszissen die wirklich entstehenden Gitterspannungen $E_G + E_{RG}$ aufgetragen. Man sieht hier in Abb. 27 III, daß zwischen dem Grunddiagramm und dem Spannungsdiagramm mit festem Gitterwiderstand bei großem Kondensator eine bemerkenswerte Ähnlichkeit bezüglich des Bereiches A vorhanden ist. Die Lage des A-Bogens ist so gut wie identisch, und auch die Springlinie und die Reißlinie finden sich sehr annähernd als Grenzlinien des Pendelbereiches wieder. Diese Ähnlichkeit ist naheliegend, denn ein großer Kondensator muß in mancher Beziehung wie eine Gleichspannungsquelle wirken, und zwar um so annähernder, je größer er ist und je kleiner die Zeit ist, die er wirken soll. Deswegen kommt bei sehr großem C_{RG} an den Stellen des Folgens eine vollständige Identität zwischen Gitterspannungsdiagramm ohne und mit Gitterwiderstand zustande, wenn man $E_G + E_{RG}$ als Abszisse benutzt. Ebenso ist diese Identität auch an den Grenzen des Folgebereiches, nämlich der Spring- und der Reißlinien vorhanden, d. h. hier setzen die Schwingungen wenigstens zum Reißen und Springen an, wenngleich sie nicht zu demselben Endzustand, sondern zu einem anderen gelangen, oftmals auch pendeln. Demgemäß kann man bei großem Kondensator überhaupt eine Identität von Grunddiagramm und Spannungsdiagramm mit der Abszisse $E_G + E_{RG}$ bei festem Widerstand feststellen, jedoch nur bezüglich der Ausgangslinien. Dieser Zusammenhang wird in Abschnitt III D bei Behandlung sämtlicher Gitterdiagramme noch ausführlich dargetan.

Die Verschlechterung des Diagramms, die Abb. 26 III, IV, V gegenüber I zeigt, ist jetzt sehr erklärlich, wenn man zugrunde legt, daß das Grunddiagramm im $(E_G + E_{RG})$-Diagramm sich wiederfinden muß. Es müssen da die am Wider-

stand R_G entstehenden negativen Spannungen durch entsprechend positives E_G kompensiert werden, damit man an ähnlich gelegene Stellen der Charakteristik gelangt. Deshalb erscheint das ganze Diagramm um so viel nach dem Positiven verschoben, und zwar um das betreffende $I_G \cdot R_G$. Daher ist die Verrückung bei großen Amplituden die größte, aber überall, wo I_G = Null ist, auch gleich Null. Letzteres ist der Fall in einem Streifen längs der X-Achse bei negativem E_G; daher ist dort die Änderung gleich Null, d. h. der Anfangspunkt der Springlinie des Bereiches A in der X-Achse wird durch R_G nicht nach rechts verschoben, im Gegensatz zu den oberen Teilen von A, wie Abb. 26 deutlich zeigt.

β) Kleiner Kondensator.

Einen auffallenden Unterschied erhält man bei Anwendung eines kleinen Kondensators, wie es Abb. 27 IV und V zeigen, die bis auf das Ersetzen des großen Kondensators durch den kleinen vollständig die gleichen Daten enthalten wie Abb. 27 II und III. Zunächst zeigt Abb. 27 III die schon aus Abb. 26 IV und VI bekannte Tatsache, daß das mit eingebrachter Gitterspannung aufgetragene Diagramm bei kleinem Kondensator günstiger aussieht als mit großem, jedoch immerhin noch ungünstiger als das Grunddiagramm. Besonders ist aber auf Abb. 27 V hinzuweisen, die, mit $E_G + E_{RG}$ als Abszisse aufgetragen, sogar eine merkliche Verbesserung gegenüber dem Grunddiagramm zeigt, indem der A-Bogen um etwa 10 Volt zurückgewichen ist. Diese Tatsache ist für das vorliegende Spannungsdiagramm mit festem Widerstand wohl nur von theoretischem Interesse, für die im nächsten Abschnitt (III C) zu diskutierenden Widerstandsdiagramme jedoch von großer praktischer Wichtigkeit.

2. Widerstand vom Anodenstrom durchflossen.

Die Wirksamkeit der eben beschriebenen Schaltung Abb. 25 beruht auf der Entstehung einer negativen, sich mit der Höhe des Gitterstromes und daher mit der Höhe der Schwingungsamplitude erhöhenden Gitterspannung. Derselbe Erfolg läßt sich bei Röhren mit kleinem Ruhestrom, bei denen also der mittlere Anodengleichstrom stark mit der Schwingungsamplitude ansteigt, auch auf eine andere Weise erreichen, die gewisse Vorteile vor der ersteren hat. Man nimmt dabei die negative Gitterspannung von einem Widerstande ab, der vom Anodengleichstrom durchflossen wird (der ebenfalls hindurchfließende Gitterstrom ist zu vernachlässigen).

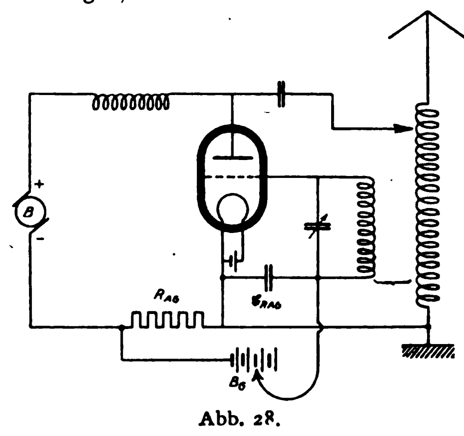


Abb. 28.

Die Schaltung hierfür zeigt Abb. 28. Der vom Anodenstrom durchflossene Widerstand ist R_{AG}, und es ist leicht einzusehen, daß infolge des großen Anodenstromes ein viel kleinerer Widerstand zur Erzielung derselben Gittergleichspannung nötig ist als bei der Schaltung der Abb. 28. Daher spielt

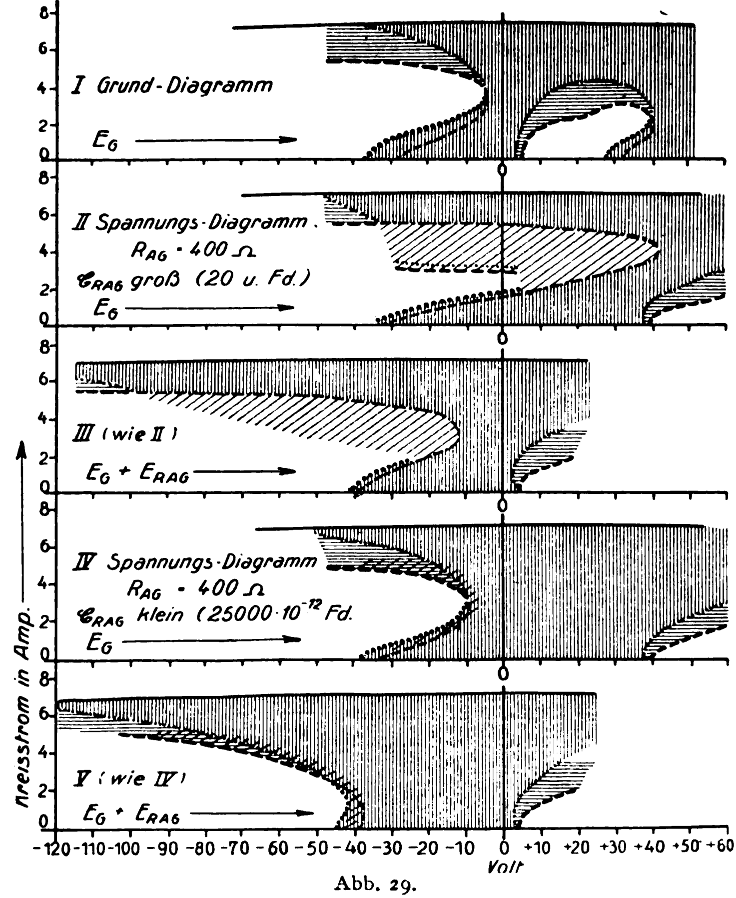


Abb. 29.

der ebenfalls durch R_{AG} gehende Gittergleichstrom eine geringe Rolle. Ferner läßt sich leicht einsehen, daß infolge dieses kleineren Widerstandes auch der zugehörige Parallelkondensator C_{RAG} eine andere Größe haben muß, um analog dem Kondensator C_{RG} in Abb. 28 zu wirken. Damit die Ladungs- und Spannungsabnahme nämlich die gleiche ist, muß bei kleinerem Widerstand der Kondensator entsprechend größer sein.

α) Großer Kondensator.

Abb. 29 zeigt eine Anzahl Diagramme, die an der gleichen Röhre, bei gleichen Betriebsspannungen, Emissionen usw. aufgenommen sind wie die der Abb. 27, jedoch in der Schaltung nach Abb. 28. Abb. 29 I ist das Grunddiagramm der betreffenden Röhre, Abb. 29 II und III zeigen beide dasselbe Spannungsdiagramm mit festem Anodengitterwiderstand R_{AG}, das erstere (II) mit der Abszisse E_G, das andere (III) mit $E_G + E_{RAG}$. Der Kondensator C_{RAG} hat hier die Kapazität von 20 mf., eine solche Größe, daß er schon annähernd als großer Kondensator wirkt. Die Diagramme 29 II und III sind sehr nahe gleich den ihnen analogen mit Gitterwiderstand Abb. 27 II und III. Die Umrisse des $(E_G + E_{RAG})$-Diagramms sind ebenfalls den Ausgangslinien des Grunddiagramms sehr nahe angeschlossen, und der Bereich A im E_G-Diagramm (II) ist sehr stark gegenüber dem Grunddiagramm verschlechtert. Auffallend ist jedoch die außerordentlich starke Verschiebung des Bereiches C nach rechts im E_G-Diagramm (II). Sie rührt daher, daß durch den Ruhestrom der Röhre eine immer stärkere negative Spannung am Widerstand R_{AG} hervorgebracht wird, je größere positive Gitterspannungen eingebracht werden, und daß daher schon beim Schwingungsstrom Null eine große Differenz zwischen E_G und $E_G + E_{RAG}$ besteht (vgl. z. B. die Schnittpunkte der Reißlinien mit der X-Achse in den Abbildungen 30 II und III), die bei den Diagrammen nur mit Gitterwiderstand gering war. Im $(E_G + E_{RAG})$-Diagramm liegen die Ausgangslinien des Bereiches C (s. Abb. 27 II) jedenfalls ganz nahe denen des Grunddiagramms.

β) Kleiner Kondensator.

Die Schaltung Abb. 28 zeigt ihre Eigenheiten aber erst bei kleinem Parallelkondensator C_{RAG}. In Abb. 29 IV und V ist ein vollständig analoges Diagramm zu 29 II und III gezeichnet, nur mit kleinem C_{RAG} ($25000 \cdot 10^{-12}$ Fd.). Es ist mit dem Diagramm festen Gitterwiderstandes Abb. 27 IV und V zu vergleichen, und während die Diagramme mit großem Kondensator sich kaum voneinander unterscheiden (vgl. Abb. 29 II und III mit 27 II und III), ist bei kleinem Kondensator eine erhebliche Verbesserung des Diagramms in der Anodengitterwiderstandsschaltung eingetreten. Der A-Bogen im E_G-Diagramm 29 IV ist gar nicht nach rechts vorgestoßen, sondern etwa auf dessen Höhe im Grunddiagramm geblieben. Im $(E_G + E_{RAG})$-Diagramm (29 V) aber ist der A-Bogen auffallend weit nach links zurückgewichen, viel weiter als es sich mit Gitterwiderstand allein (27 V) erreichen ließ. Der Grund in dem weiteren Zurückweichen scheint darin zu liegen, daß sich in der R_{AG}-Schaltung (Abb. 28) viel vollkommener die Verhältnisse eines wirklich kleinen Parallelkondensators erreichen lassen als in der R_G-Schaltung. Bei letzterer muß nämlich darauf Rücksicht genommen werden, daß über den Parallelkondensator ja der Wechselstrom für das Gitter läuft, und um diesen nicht zu behindern, kann man den Kondensator im allgemeinen nicht so klein machen, wie es für die extreme Verbesserung des Diagramms wünschenswert wäre. Bei der R_{AG}-Schaltung (Abb. 28) dagegen führt der Kondensator zwar auch den Gitterwechselstrom, aber bei gleicher Kapazität wirkt er infolge der viel schnelleren Entladung durch den kleinen Widerstand wie ein viel kleinerer Kondensator. Inwiefern prinzipiell der kleinere Kondensator das Pendeln dem größeren gegenüber verbessert, d. h. den Pendelbereich verkleinert, wird allerdings erst im Abschnitt III D im Zusammenhang mit der Erklärung der verschiedenen Gitterdiagramme auseinandergesetzt.

(Fortsetzung folgt.)

Über die Airysche Spannungsfunktion.

Von Wilhelm Gauster.

Bekanntlich können ebene Probleme der Elastizitätstheorie für den Fall, daß die Massenkräfte fehlen oder nur vom Eigengewicht des Körpers herrühren, durch Einführung der sogenannten Airyschen Spannungsfunktion F auf die Integration einer partiellen Differentialgleichung von der Form $\nabla^2 \nabla^2 F = 0$ zurückgeführt werden. Es soll hier nun der allgemeinste Fall beliebig gegebener Massenkräfte[1]) (Komponenten X, Y) untersucht werden, wobei man findet, daß auch hier eine ganz ähnliche Behandlung der Aufgaben möglich ist.

Denken wir uns die Volumskräfte (Komponenten ϱX und ϱY) in einen wirbelfreien und einen quellfreien Anteil zerlegt, so können wir ansetzen:

$$\left.\begin{aligned} \varrho X &= \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial q}{\partial y}, \\ \varrho Y &= \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial q}{\partial x}, \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

[1]) Den besonderen Fall, daß die Massenkräfte wirbelfrei sind hat bereits Michell (London, M. S. Proc. **31**, p. 100) behandelt.



wobei dann p und q als bekannte Funktionen aufzufassen sind. Hiermit nehmen die bekannten Gleichgewichtsbedingungen gegen Verschiebung des Volumselementes in den Achsenrichtungen die Form an:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial \sigma_x}{\partial x}+\frac{\partial \tau}{\partial y}+\frac{\partial p}{\partial x}-\frac{\partial q}{\partial y}&=0,\\ \frac{\partial \sigma_y}{\partial y}+\frac{\partial \tau}{\partial x}+\frac{\partial p}{\partial y}+\frac{\partial q}{\partial x}&=0.\end{aligned}\right\}\quad(2)$$

Wir wollen nun zeigen, daß ein Vektor $\mathfrak{w}$, den wir kurz den Potentialvektor des ebenen Spannungszustandes nennen wollen, existiert, der uns auf einfache Weise die Komponenten σ_x, σ_y und τ des Spannungstensors Π darzustellen gestattet. Es verschwinden nämlich die Kurvenintegrale

$$\oint(-\tau+q)\,dx+(\sigma_x+p)\,dy$$

bzw.

$$\oint(-\sigma_y-p)\,dx+(\tau+q)\,dy$$

über einen beliebigen geschlossenen Weg genommen deshalb, weil sie sich in Flächenintegrale umwandeln lassen, die unter dem Integralzeichen gerade die nach Gl. (2) verschwindenden Ausdrücke enthalten. Es sind also die von einem willkürlich gewählten festen Ausgangspunkt 0 zu irgendeinem Punkt P genommenen Linienintegrale

$$\left.\begin{aligned}w_x&=\int_0^P(-\tau+q)\,dx+(\sigma_x+p)\,dy\\ w_y&=\int_0^P(-\sigma_y-p)\,dx+(\tau+q)\,dy\end{aligned}\right\}\quad(3)$$

vom Wege unabhängig und können zur Bestimmung der Komponenten w_x und w_y des Potentialvektors $\mathfrak{w}$ benutzt werden. Umgekehrt ergeben sich die Komponenten des Spannungstensors Π aus den Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned}\sigma_x&=\frac{\partial w_x}{\partial y}-p,\\ \sigma_y&=-\frac{\partial w_y}{\partial x}-p,\\ \tau&=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial w_y}{\partial y}-\frac{\partial w_x}{\partial x}\right).\end{aligned}\right\}\quad(4)$$

Wir wollen nun die Quellen und Wirbel des Potentialvektors $\mathfrak{w}$ untersuchen. Setzen wir entsprechend Gl. (1)

$$\left.\begin{aligned}w_x&=\frac{\partial G}{\partial x}-\frac{\partial F}{\partial y},\\ w_y&=\frac{\partial G}{\partial y}+\frac{\partial F}{\partial x},\end{aligned}\right\}\quad(5)$$

so ergibt sich aus Gl. (3)

$$\operatorname{div}\mathfrak{w}=\frac{\partial w_x}{\partial x}+\frac{\partial w_y}{\partial y}=2q \qquad (6)$$

oder nach Gl. (5)

$$\nabla^2 G=2q, \qquad (6a)$$

wobei ∇^2 das Ableitungszeichen

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

bedeutet. Um auch eine Gleichung für den quellfreien Anteil von $\mathfrak{w}$ zu erhalten, ziehen wir die Kompatibilitätsbedingung des ebenen Spannungszustandes heran, wobei wir die Verzerrungskomponenten durch die Spannungskomponenten ausdrücken:

$$\left.\begin{aligned}&\frac{2(m+1)}{m}\,\frac{\partial^2\tau}{\partial x\,\partial y}\\ &\quad=\frac{\partial^2\sigma_x}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\sigma_y}{\partial x^2}-\frac{1}{m}\left(\frac{\partial^2\sigma_x}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\sigma_y}{\partial y^2}\right).\end{aligned}\right\}\quad(7)$$

Führen wir darin für σ_x, σ_y und τ nach Gl. (4) und (5) ein, so folgt:

$$\nabla^2\nabla^2 F=-\frac{m-1}{m}\nabla^2 p. \qquad (8)$$

Wir können also zur Lösung ebener Spannungsaufgaben bei beliebigen Massenkräften die Spannungsfunktionen F und G benutzen, wobei die folgenden Gleichungen bestehen [s. Gl. (4) und (5)]:

$$\left.\begin{aligned}\sigma_x&=-\frac{\partial^2 F}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 G}{\partial x\,\partial y}-p,\\ \sigma_y&=-\frac{\partial^2 F}{\partial x^2}-\frac{\partial^2 G}{\partial x\,\partial y}-p,\\ \tau&=\frac{\partial^2 F}{\partial x\,\partial y}+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 G}{\partial y^2}-\frac{\partial^2 G}{\partial x^2}\right).\\ \nabla^2\nabla^2 F&=-\frac{m-1}{m}\nabla^2 p.\\ \nabla^2 G&=2q.\end{aligned}\right\}\quad(4a)$$

Für den praktisch wichtigen Fall, daß die Massenkräfte wirbelfrei sind, ist nur die Einführung einer einzigen Funktion F nötig. Es ist dann nämlich q gleich Null, woraus aus (6) folgt, daß $\mathfrak{w}$ quellfrei ist. Dann genügt aber zu seiner Darstellung der Ansatz

$$\left.\begin{aligned}w_x&=-\frac{\partial F}{\partial y},\\ w_y&=\frac{\partial F}{\partial x}\end{aligned}\right\}\quad(5a)$$

und wir haben dann das wesentlich vereinfachte Gleichungssystem

$$\left.\begin{aligned}\sigma_x &= -\frac{\partial^2 F}{\partial y^2} - p, \\ \sigma_y &= -\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} - p, \\ \tau &= \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y}.\end{aligned}\right\} \quad (4\text{b})$$

$$\nabla^2 \nabla^2 F = -\frac{m-1}{m} \nabla^2 p.$$

Als Beispiel hierzu sei darauf hingewiesen, daß bei rotierenden ebenen Scheiben von beliebiger Randform

$$p = \frac{\varrho \omega^2 r^2}{2}$$

wird, wenn wir mit ϱ die spezifische Masse, mit ω die Winkelgeschwindigkeit und mit r den Abstand von der Drehungsachse bezeichnen. Gl. (8) nimmt in diesem Falle die Form an:

$$\nabla^2 \nabla^2 F = -\frac{m-1}{m} \cdot 2 \varrho \omega^2 = \text{const.}$$

Für den Fall verschwindender Massenkräfte erhalten wir schließlich die bekannten Gleichungen

$$\left.\begin{aligned}\sigma_x &= -\frac{\partial^2 F}{\partial y^2}, \\ \sigma_y &= -\frac{\partial^2 F}{\partial x^2}, \\ \tau &= \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y}\end{aligned}\right\} \quad (4\text{c})$$

und

$$\nabla^2 \nabla^2 F = 0, \quad (8\text{a})$$

worin man dann F als die Airysche Spannungsfunktion bezeichnet.

Wir sehen also, daß sich ebene Spannungsaufgaben bei ganz beliebig gegebenen, auch nicht wirbelfreien Massenkräften durch Einführung von Spannungsfunktionen lösen lassen. Aus diesem allgemeinen Fall gehen dann, wie hier gezeigt wurde, durch Spezialisierung die einfacheren, bereits anderen Ortes behandelten Sonderfälle der wirbelfreien bzw. verschwindenden Massenkraft hervor.

(Eingegangen am 17. November 1922.)

Eine technische Hochvakuum-Quecksilber-Dampfstrahlpumpe.

Berichtigung von Hugo Stintzing.

Herr H. Stintzing schrieb im Anschluß an seine damalige Publikation an die Schriftleitung:

Unter obigem Titel erschien in dieser Zeitschrift [**3** (1922), 369] eine Originalarbeit, die auf Wunsch der Schriftleitung im Anschluß an einen Vortrag auf der Leipziger Naturforscherversammlung geschrieben wurde.

In dieser Abhandlung sind einige Druckfehler stehen geblieben und einige wichtige Sätze der Zusammenfassung durch den Herrn Schriftleiter gestrichen worden.

1. Druckfehler-Berichtigung.

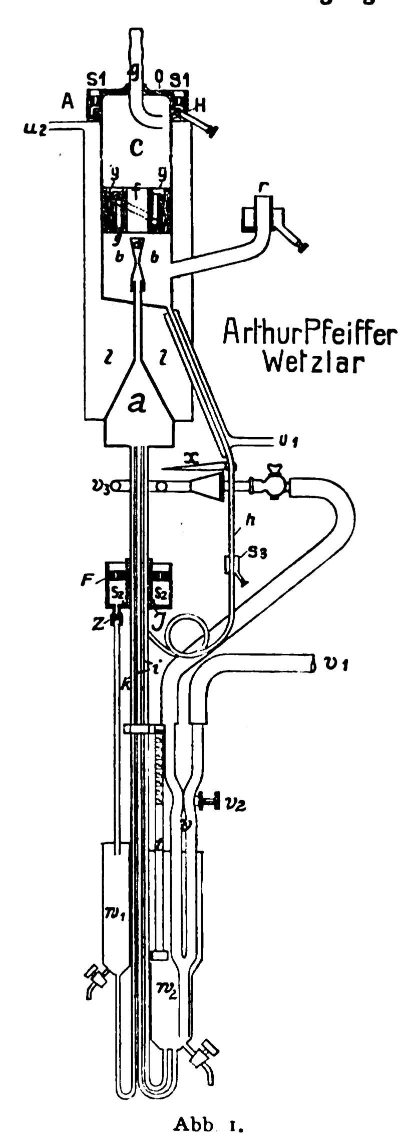


Abb. 1.

Seite 372 rechte Spalte, Zeile 5 von unten muß heißen: Wassermantel *l l* statt *n n*.

Seite 373, Zeile 3 von oben muß heißen: Die Vorvakuumleitung schließt mittels eines in den Deckel *o* eingesetzten Rohres *q* an, (nicht *r*, wo gerade die Hochvakuumleitung mittels Schliffes anschließt).

Seite 374 links, Zeile 14 von unten lies S_3 statt S_2.

Seite 374 rechts, Zeile 13 von oben lies S_3 statt S_2.

2. Die Zusammenfassung

lautete in ihrer vom Verfasser gegebenen Form folgendermaßen (hierbei sind die fettgedruckten Worte diejenigen Teile des ursprünglichen Textes, die nicht oder abgeändert wiedergegeben wurden):

1. **Der neue Pumpentypus stellt im Gegensatz zu den bisherigen derartigen Einrichtungen einen Werkapparat dar, welcher den Anforderungen der Technik in bisher unerreichtem Maße Rechnung trägt.**

2. Die qualitative Leistung ist wie bei den anderen Quecksilber-Dampfstrahlpumpen nur begrenzt durch den eigenen Dampfdruck des Quecksilbers. Im Gegensatz zu den Diffusionspumpen vermag die Pumpe auch Quecksilberdämpfe abzusaugen.

3. Die quantitative Leistung läßt sich beliebig weit steigern infolge der unbegrenzten Vergrößerungsmöglichkeiten der zu verwendenden Querschnitte. **Damit ist eine neue Entwicklungsstufe für die Hochvakuumtechnik erreicht.** Die Pumpe ist bei normalem Betrieb **vollkommen unverwüstlich. Sie ist natürlich unempfindlich gegen** Temperatureinflüsse, Stöße von außen **sowie Schwankungen innerhalb der Vakuumleitung.** Selbst bei unerwarteten Brüchen angeschlossener Gefäße **passiert der Pumpe nicht das Geringste,** und das darin befindliche Quecksilber wird von selber von den Vorratsbechern aufgenommen und beim Wiederanstellen der Pumpe aus diesen von neuem angesaugt.

4. Die Pumpe kann von jedem Nichtfachmann aufgestellt, **in Betrieb gesetzt und auseinandergenommen werden,** weil ihre Dichtungen nach den auch in anderen Zweigen der Technik allgemein bekannten Prinzipien vorgenommen werden.

5. **Die Pumpe ist vollkommen zerlegbar, sie kann aber in den meisten Fällen ohne jede Zerlegung** während des Betriebes fortlaufend, oder bei kurzer Unterbrechung durch Einfüllung von Spülmitteln **oder mittels Preßluft** von außen gereinigt werden. Nur bei vorhandenen schweren Verunreinigungen kann sie durch Auseinandernehmen in allen Teilen **bequem, gründlichst und völlig gefahrlos und von jedem Nichtfachmann gereinigt werden.**

6. Es können also Fettdämpfe, Öldämpfe, Salzdämpfe, Säuredämpfe, Metalldämpfe usw. mit der Pumpe absaugt werden.

7. Die Pumpe läßt sich an Ort und Stelle zum Gebrauch auf die Betriebsverhältnisse einstellen, die hinsichtlich der Qualität und Quantität benötigt werden.

8. Die Pumpe kann ferner jedem Vorvakuum zwischen 1 mm Hg und dem der besten Ölvakuumpumpen **angepaßt werden, so daß auch in dieser Beziehung für ihre Verwendung weitester Spielraum besteht.**

9. Die Heizung der Pumpe kann durch Gas oder Elektrizität geschehen, ohne daß ihre Konstruktion dadurch geändert werden müßte.

10. Der Dampfdruck, d. h. also die jeweilige Leistung der Pumpe, kann an einer Skala abgelesen und reguliert werden.

11. Die Leistung der Pumpe kann durch Veränderung der verwandten Quecksilbermenge ohne Betriebsunterbrechung herauf- oder herabgesetzt werden. Dabei ist die im allgemeinen erforderliche Quecksilbermenge von 4—500 ccm den rotierenden Quecksilberpumpen gegenüber sehr klein, und der erhöhten Leistung entsprechend den Glaspumpen gegenüber nicht wesentlich größer.

12. **Alle zerlegbaren Teile der Pumpe sind ersetzbar, so daß bei Verschleiß ohne irgendwelche Reparatur die Ersatzteile vom Verbraucher selbst eingesetzt werden können, während bei Glaspumpen häufig ein einziger Unfall die ganze Pumpe zertrümmert.**

13. Infolge der mit dem Dampfdruck regulierbaren Heizung ist die größte Ökonomie im Energieverbrauch sichergestellt. Die Form der Heizeinrichtung sorgt von vornherein für geringste Wärmeverluste.

14. Der Wasserverbrauch zur Kühlung und Wärmebedarf zum Heizen ist bei gleicher Dimensionierung und Leistung der Pumpe den Glaspumpen gegenüber gleich oder kleiner, da das Metall die Wärme bedeutend leichter leitet.

15. Das Anheizen der Pumpe kann beliebig **forciert** werden und erfolgt in einer Zeit, die bis zu $^1/_{10}$ derjenigen beträgt, die für Glaspumpen erforderlich ist, **falls man diese mit Sicherheit vor dem Zerspringen schützen will.** Ebenso ist es möglich, die Pumpe in heißem Zustande zu öffnen, falls irgendwelche Änderungen oder Abdichtungen oder Reparaturen vorgenommen werden müssen, während dieses bei Glaspumpen erst nach einer halbstündigen Abkühlung möglich ist.

16. Die Pumpe kann ohne jede Gefahr in nassem Zustande in Betrieb genommen werden, da sie sich von selbst trocknet, sobald die Heizung in Betrieb genommen wird.

17. Wird das Anstellen der Kühlleitung vergessen, so bringt das keine Gefahr mit sich. Wird das Kühlwasser nachträglich angestellt, so schadet das der Pumpe nicht im geringsten, und sie beginnt nunmehr in Kürze zu arbeiten.

18. Eine Erwärmung und ein dadurch bedingtes Aufsteigen von Dampf in der Rückflußleitung des Quecksilberkondensats ist unmöglich, so daß eine Verschlechterung des Hochvakuums durch zurücktretende Quecksilberdämpfe **unmöglich ist.**



19. Um in hygienischer Beziehung alle Bedenken zu zerstreuen und alle Gefahren zu beseitigen, sind die Quecksilberdichtungen überdeckt, und soweit sie warm werden können, mit Paraffin verschlossen.

Bemerkung der Herausgeber zu obiger Berichtigung des Herrn Dr. Stintzing.

Auf Verlangen des Herrn Stintzing bringen wir die vorstehende Berichtigung, weil der Herr Schriftleiter seinerzeit, wenn auch pflichtgemäß, so doch ohne Mitteilung an Herrn Stintzing die sich durch Vergleich ergebenden Streichungen und Änderungen, die wir sachlich für vollkommen berechtigt halten, vorgenommen hat. Wir überlassen es dem Urteil der Leser, ob das Fortlassen der uns allzu propagandistisch erscheinenden Wendungen an sich angebracht war und ob nicht vielmehr der Herr Schriftleiter eine weitere Kürzung dieses Artikels bei dem Herrn Verfasser hätte veranlassen sollen.

Wir sehen die Angelegenheit hiermit als erledigt an.

Die Herausgeber der Zeitschrift für technische Physik.

Prof. Dr. G. Gehlhoff. Dr. H. Rukop.

Berichtigungen.

In dem Aufsatz von Gehlhoff, Ricklefs und Schreiber in Heft 6 muß es auf Seite 280 rechts oben heißen:

$$Q_s = G \cdot \left\{ \int_{t_1}^{t_2} d u + A p v \right\};$$

auf Seite 283 rechts unten:

Gaszusammensetzung.

Geh. an C | Geh. an S | Gewichtsanteil $\cdot\ C_p$

auf Seite 287 muß die Tabelle k) hinter „Strahlungsverlust" vor „$\eta = 0{,}649 = 64{,}9\,\%$" eingeschaltet werden.

Zu der in Heft 6 erschienenen Abhandlung: „Ionisationsmanometer" von H. Simon.

An Stelle der Gleichung (4a), S. 229, soll stehen:

$$\frac{J_+}{i} = C \cdot p, \qquad (4a)$$

bzw.

$$p = K \cdot \frac{J_+}{i}. \qquad (4b)$$

Ferner ist in der darauffolgenden Tabelle 1 (S. 230) für C immer K zu setzen.

Besprechungen.

Riedler, A., **Wirklichkeitsblinde in Wissenschaft und Technik.** VIII, 198 S. Julius Springer, Berlin. 1919. — **Hochschuldämmerung.** 50 S. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1921. — **Akademisches Pneuma und die Drehkranken.** 64 S. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1921.

Löffler, St. und A. Riedler, **Reibungstriebwerke und ihre Mißdeutung durch Theoretiker.** 22 S. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1921.

Diese vier kleinen Schriften entstammen den letzten Jahren der Berliner Wirksamkeit A. Riedlers, der nunmehr in Wien seinen Lebensabend verbringt. Es ist in ihnen, als ob, vor dem Schluß, nochmals das ganze strotzende Temperament des Verfassers sich entladen müßte, der nie gewohnt war, schonend zu handeln. Und es ist, als ob sich die Enttäuschung entladen müßte, die einer haben muß, wenn noch zu seinen Lebzeiten der Wagen, den er ein Vierteljahrhundert gesteuert, von anderen in die beinahe entgegengesetzte Richtung gelenkt wird.

Der Name Riedler bedeutete im preußischen Hochschulwesen ein Programm, das Programm des reinen Empirikers. Diesem fiel zuerst Reuleaux (Anfang der neunziger Jahre) zum Opfer. Und die überzeugende Beredsamkeit seines Trägers fand ungezählte Anhänger, von den Studenten bis zu den Ministern. Von da ab datiert das technische Hochschulexamenideal, welches in der Anfertigung korrekter Werkzeichnungen das Ziel sieht, das Ziel, welches Riedler in seinem frühen Buch „Maschinenzeichnen" so trefflich vorgezeichnet hatte. Das Ergebnis solchen Unterrichtswollens liegt heute klar zutage: die Hochschulstudenten haben vor den Mittelschulabsolventen fast nichts voraus als die Prärogative für Dipl.-Ing. und Dr.-Ing. Da aber angesichts der Tarifvorschriften der maschinenbauenden Industrie nichts übrig bleibt, als den von den beiden Arten von Unterrichtsanstalten stammenden gleichartigen Ingenieurnachwuchs gleichartig zu behandeln, so sind die Diplomingenieure für die Konstruktionssäle, wo sie mit den Technikern zusammen arbeiten müssen, kaum erhältlich, da jeder danach strebt, so schnell als möglich vermittelst des „Dr.-Ing." in die Laufbahn des „technischen Wirtschafters", oder des „Ingenieur-Kaufmanns" abzubiegen.

So hat das Riedlersche „Sachwollen" eine gefahrdrohende Unsachlichkeit in das Streben der jungen Ingenieure gebracht, dem nur durch die wissenschaftliche Vertiefung und Idealisierung des Hochschulunterrichts, die sich anzubahnen scheint und bei der die technische Physik als Unterrichtsfach mitzuwirken berufen ist, gesteuert werden kann.

Im einzelnen sind die genannten Schriften trotz allen Widerspruches, den sie hervorrufen, ganz amüsant zu lesen. Riedler verfügt über eine glänzende Darstellungskunst, fügt witzige Wendungen und gut gewählte Zitate ein und ist unübertrefflich in seinem Bestreben, am Gegner kein gutes Haar zu lassen. Das sind aber ebenso gefährliche wie beachtenswerte Talente.

Für den technischen Physiker ist unter den oben genannten Titeln das kleine Heft „Akademisches Pneuma und die Drehkranken" besonders interessant, weil hier Riedler den Versuch macht, aus der Entwicklung der Physik und insbesondere der technischen Physik Stoff zusammenzubringen zur Begründung seines immer und immer wieder betonten Standpunktes von der Unbrauchbarkeit der wissenschaftlichen Tätigkeit in der Technik. Ein tiefer Haß spricht aus allem, was Riedler über das Wesen der wissenschaftlichen Forschung und das Gelehrtentum sagt, und zu diesen Gelehrten rechnet er auch die Physiker, die nach ihm niemals weder einen praktischen noch einen wissenschaftlichen Fortschritt aufzuweisen haben. Damit meint er, natürlich ohne es zu sagen, eigentlich alle, die heute entweder auf akademischem Studium fußend oder im Zusammenhang mit dem akademischen Unterricht Physik treiben. Das was Riedler meint, ergibt sich besonders deutlich aus dem Gegensatz, den er konstruiert zwischen den eben gekennzeichneten Angehörigen der physikalischen Berufsrichtung und denjenigen, die nach Riedlers Ansicht die Urheber des exakt-naturwissenschaftlichen Fortschritts sind. Er nennt zuerst Wilhelm Herschel, der von Haus aus Musiklehrer gewesen sei. Faradays große Erfolge stehen nach Riedler in unmittelbarem Zusammenhange mit der

Tatsache, daß er erst Buchbinder und dann Laborant gewesen wäre. Andere große Bahnbrecher, wie Tyndall und Hertz, waren Ingenieure, sagt Riedler. „Maupertuis, Carnot und Werner Siemens waren Ingenieuroffiziere, Zeppelin gar nur Reiterführer. Guericke war Ingenieur Gustav Adolfs, Franklin war Seifensiedergehilfe, Papin, Helmholtz und Robert Meyer waren Ärzte, Daguerre war Maler, ebenso wie Morse, Reis war gar nichts und sein Nachfolger Bell Taubstummenlehrer." So sucht Riedler künstlich einen Gegensatz zu konstruieren zwischen diesen nicht akademisch gebildeten „Anwendern" und den „Theoretikern", die auf akademischer Basis die exakten Wissenschaften betreiben. In diesem Rahmen kommt dann Riedler auch auf die theoretische Maschinenlehre zu sprechen, das bekannte Unterrichtsfach, welches bis vor etwa 20 Jahren an den deutschen Technischen Hochschulen existierte und welches an der Charlottenburger Hochschule schon Anfang der neunziger Jahre auf Betreiben Riedlers abgebaut wurde. Riedler „stellt fest", daß diese theoretische Maschinenlehre nur die Unerfahrenen angezogen habe; sie habe die Anfänger verwirrt und sei nur an rückständigen Hochschulen beibehalten worden. Dann aber geht er weiter: „Jetzt streben die erfahrungslosen Theoretiker das Gleiche unter anderem, falschem Namen an. Sie wollen die theoretische Ruine wieder aufrichten als „Technische Mechanik" und „Technische Physik", obwohl es nur eine Mechanik und Physik gibt und obwohl die jetzigen Maschinen-Theoretiker genau wie ihre Vorgänger jedesmal Schiffbruch leiden, wenn sie die Wirklichkeit auch nur streifen. Die Erfahrenen bleiben gegen solches Aufwärmen der alten Richtung gleichgültig und tatenlos, sie kümmern sich nicht um Lehrfragen und ermöglichen dadurch, daß sich die unfruchtbare wirklichkeitswidrige theoretische Richtung von neuem ausbreitet."

Damit ist Riedler bei seinem Lieblingsthema von der Erfahrung angelangt. Nun läßt er sich wie folgt vernehmen: „Der wirkliche Fortschritt wird schon seit langem nur durch die Erfahrenen geführt. Sie bedienen sich der Zeichner, um das darzustellen, was sie selbst erschauen, und der Rechner, um das nachzurechnen, was die erfahrenen Gestalter wollen. Beide, Zeichner und Rechner, sind nur Mitarbeiter am Gesamtwerk, das die Erfahrenen allein anstreben, bestimmen und verantworten." Gegen diese Gesamtauffassung muß mit aller Kraft Einspruch erhoben werden. Es handelt sich nicht darum, zu bestreiten, daß die wesentliche Grundlage alles technischen Fortschritts die Erfahrung ist, sondern es handelt sich darum, die Aus- und Mißdeutung zu bekämpfen, die Riedler diesem von niemand bestrittenen Grundsatz gibt. Bestreiten wollen wir vor allem die Riedlersche Behauptung, daß im heutigen Stadium der technischen Entwicklung es irgend jemand geben könnte, der als „Erfahrener" oder als „Gestalter" irgendein technisches Werk von größerem Umfang, so wie Riedler sich das vorstellt, „erschauen" könnte. Das technische „Erschauen" gehört leider in das Gebiet der Unmöglichkeiten, wie ja Riedler mit seinen eigenen Konstruktionen selbst bewiesen hat. Vor 20 Jahren „erschaute" Riedler die Riedler-Stumpf-Turbine, die ein ausgesprochener Mißerfolg war. Jede technische Idee ist, ehe sie ihre Lebensfähigkeit durch die Ausführung bewiesen hat, so gut wie wertlos, fast ebenso wertlos wie die Integration einer Differentialgleichung. Die Entwicklungsgeschichte aller der technischen Ideen, die schließlich zu einem Erfolge geführt haben, beweist, ein wie langer Weg und ein wie großer Zeitraum nötig sind, um der anfänglichen Erschauung diejenige Gestalt zu geben, die Lebensfähigkeit besitzt, und häufig sieht das Endwerk dank der Mitarbeit zahlreicher „Rechner und Zeichner" ganz anders aus als ursprünglich der „erfahrene Erschauer" gewollt hat. Und manchmal kommt es auch vor, daß aus dem Erschauten gar nichts wird, wie die Riedler-Stumpf-Turbine beweist.

Ich habe oben auch noch ein kleines Heft angeführt, für welches außer A. Riedler noch St. Löffler als Verfasser zeichnet. Es ist überflüssig zu bemerken, daß dieses Buch in der ganzen Auffassung des Verhältnisses der Wissenschaft zur technischen Anwendung in keiner Weise sich von denjenigen Schriften unterscheidet, die von Riedler allein verfaßt sind. St. Löffler ist der Schüler Riedlers, und es scheint, daß er sich berufen fühlt, die allgemeinen Anschauungen seines Lehrers weiter zu verkünden, nachdem dieser seine Lehrtätigkeit niedergelegt hat. So tut Löffler z. B. in seinem Vortrage (Z. d. V. d. I. **68** (1924), 161): „Neue Wege der Energiewirtschaft", den er Anfang des Jahres im Berliner Bezirksverein deutscher Ingenieure gehalten hat. Zum Schluß dieses ganz im Riedlerschen Geiste verfaßten Vortrages kommt Löffler auch auf den heutigen Maschinenbauunterricht an den Technischen Hochschulen zu sprechen, wobei er die Frage aufwirft, ob dieser Unterricht geeignet sei, die Forderungen der modernen Energiewirtschaft und der Hochdrucktechnik zu erfüllen. Man kann zweifelhaft sein, ob diese Fragestellung in ihrer engen Fassung überhaupt berechtigt ist. Tatsächlich trägt Löffler zu ihrer Beantwortung auch gar nichts bei, sondern er beschränkt sich auf die übliche Riedlersche Erörterung der „Erfahrung und Gestaltung" und bricht den Stab über den heutigen technischen akademischen Unterrichtsbetrieb, der zur Folge habe, „daß die nur theoretisch vorgebildeten Ingenieure, die eigentlich nur technische Physiker oder technische Mathematiker sind, Anschauungen in die Praxis mitbringen, die ihnen selbst und der Industrie zum Schaden gereichen und von denen sie erst nach jahrelangem Umgang mit der Wirklichkeit geheilt werden können". Man wird darauf achten müssen, ob solche Äußerungen mehr bedeuten, als eine verhallende Wiederholung Riedlerscher Gedankengänge.

Wie verbohrt die hier vorgetragene Gesinnung ist, mag schließlich ein Zitat aus dem oben genannten Buch A. Riedlers, Wirklichkeitsblinde in Wissenschaft und Technik, S. 156, beweisen: „Diese Fachtheoretiker . . . . . . gründen technisch-wissenschaftliche Zeitschriften und Vereinigungen oder bilden Sondergruppen für Mechanik, für technische Physik u. dgl., denen jedoch die wirklichen Wissenschafter fern bleiben, wie auch die wirklichen technischen Physiker und leitende Männer der Industrie". So schrieb voller Bosheit A. Riedler 1921; heute dürfte es nicht zu leugnen sein, daß in der Gesellschaft für technische Physik immerhin einige wirkliche technische Physiker mit wirklichen Wissenschaftern und leitenden Männern der Industrie zusammen wirken. W. Hort.

von Hofe, Chr., **Fernoptik.** 2. A. 8⁰. VI, 166 S. 123 Abb. i. T. J. A. Barth, Leipzig. 1921.

Die fernoptische Industrie ist in ihren Anfängen auf die Herstellung von eigentlichen Fernrohren beschränkt gewesen. Das 18. Jahrhundert ließ den Gebrauch der Fernrohre auch für irdische Zwecke in steigendem Maße aufkommen, was im 19. Jahrhundert zu den auf spezielle Bedürfnisse zugeschnittenen Ausführungen Veranlassung gab. Gleichzeitig wurden die Schießwaffen in ihrer Treffsicherheit so gesteigert, daß das menschliche Auge nicht mehr ausreichte und nunmehr die verschiedensten militärtechnischen optischen Instrumente konstruiert wurden.

Der vorliegende Band ist eine leicht lesbare, auch für den Fernerstehenden geeignete Darstellung des oben skizzierten Gebietes (unter Verwendung einfacher Formeln und Zeichnungen). Das erste Drittel bringt die wissenschaftlichen Grundlagen (Abbildung, Sehen, holländische und Keplersche Fernrohre, Umkehrsysteme, Plastik, Objektive und Okulare, Auflösungsvermögen). Der praktische Teil behandelt zuerst die Fernrohre für nichtmilitärische Zwecke, wie für Reise, Theater, Jagd und ähnliches. Es folgen die den halben Band ausfüllenden militärischen Instrumente, besonders Periskope, Panoramafernrohre, Scheinwerfer, Signalapparate, Zielfernrohre, Entfernungsmesser (besonders ausführlich), Richtinstrumente für veränderliche Bedingungen

(in dieser Auflage neu eingefügt). Den Schluß bildet die Schilderung der wichtigsten Eigenschaften der erwähnten optischen Instrumente, nebst Angaben über deren Prüfung (speziell über Fernrohre, Doppelfernrohre, Signalapparate und Entfernungsmesser). R. Swinne.

Pauli jun., W., **Relativitätstheorie.** Sonderabdruck aus der Enzyklopädie der Mathematischen Wissenschaften, mit einem Vorwort von A. Sommerfeld. 238 S. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin. 1921.

Es ist entschieden zu begrüßen, daß Paulis bekannter Enzyklopädieartikel auch als Sonderdruck zu haben ist. Unter den vielen mehr oder weniger wissenschaftlich gehaltenen Büchern über Relativitätstheorie nimmt das vorliegende in der Tat eine besondere Stellung ein. Mit einer sonst nicht anzutreffenden Vollständigkeit sind alle bis 1920 erschienenen Arbeiten berücksichtigt, welche irgendwie von Bedeutung für den Ausbau der Theorie geworden sind, auch solche, mit welchen sich deren Urheber nicht identifizieren kann. In der Darstellung, welche mit ihrer Geschlossenheit überall die genaue Beherrschung der Materie kundgibt, sind zwar oft historische Entwicklungsgänge mit wenigen festen Strichen umrissen, im allgemeinen aber ist als erster Gesichtspunkt überall der organische Zusammenhang des Ganzen an die Spitze gestellt, so daß manche Dinge ein ganz anderes Gesicht bekommen als man sie gewohnt ist. Die Konzentration des Stoffes ist eine äußerste, daher sind die mathematischen Entwicklungen oft nicht bis ins einzelne durchgeführt, immer aber sind die leitenden Gedanken klar herausgearbeitet.

Die Behandlung des mehrdimensionalen Tensorkalküls und der invariantentheoretischen Hilfssätze schon im II. Abschnitt und ihre durchgängige Benutzung in der speziellen Relativitätstheorie lassen von vornherein die allgemeine Theorie als eine so natürliche Erweiterung der speziellen erscheinen, daß es in der Tat möglich ist, die ganze allgemeine Theorie auf wenigen Seiten zu erschöpfen. Den Schluß bildet ein Abschnitt über die Theorien der elektrischen Elementarteilchen von Mie, Weyl und Einstein. Hinweise auf andere Teile der Mathematischen Enzyklopädie finden sich nur an wenigen Stellen, so daß das Werk durchaus als Einzelausgabe Berechtigung hat.

Im übrigen sind die Vorzüge des Buches wohl bekannt und oft genug gewürdigt worden, als daß es nötig wäre, in allen Einzelheiten auf sie einzugehen. W. Bothe.

Demuth, W., **Die Materialprüfung der Isolierstoffe der Elektrotechnik.** 2. verb. A. 254 S. 132 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1923.

Das von dem bekannten Praktiker herausgegebene Handbuch verdient insofern besondere Beachtung, als es zu den wenigen Zusammenstellungen gehört, die in gedrängter und doch verständlicher Form die mannigfachen Fragen dieses Sondergebietes behandeln. Die vorliegende Neuauflage weist gegenüber dem Erstdruck bedeutende Erweiterungen auf, die hauptsächlich durch eine eingehende Behandlung der Prüfmaschinen wie auch der Öluntersuchungen bedingt sind; daneben hat der Verfasser die bisher bekannt gewordenen Veröffentlichungen berücksichtigt. Die Anordnung des Stoffes hat eine zweckmäßigere Gestaltung erfahren, von der vor allem die ausführliche Zusammenstellung der handelsüblichen Isolierstoffe für den Praktiker von Interesse sein wird; hier wäre die sachliche Mitarbeit der betreffenden Fachkreise sehr erwünscht, um die Ergänzung der sehr brauchbaren Aufstellung durch Zahlenwerte und neue Materialien (es seien z. B. Legrit, Monit, Preßzell, Trolit erwähnt) zu erreichen. — Ein ausführliches Sachverzeichnis erleichtert das Arbeiten mit dem empfehlenswerten Handbuche. U. Retzow.

Beiträge zur technischen Mechanik und technischen Physik. August Föppl zum siebzigsten Geburtstag am 25. Januar 1924 gewidmet von seinen Schülern. XIII, 208 S. Mit einem Bildnis August Föppls und 111 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1924. Preis 8 GM., geb. 9,60 GM.

Die Festschrift, für deren Herausgabe O. Föppl, L. Prandtl, L. Föppl und H. Thoma zeichnen, bringt, eingeleitet mit einem Abriß des Lebensganges A. Föppls und einer kurzen Würdigung seiner Forscher- und Lehrertätigkeit, in 22 Abhandlungen von hervorragenden und hervorragendsten Schülern des Gefeierten eine Zusammenstellung von Arbeiten aus dem gesamten Gebiete der technischen Mechanik, besonders aus der Elastizitäts- und Festigkeitslehre. Mit Rücksicht auf die große Anzahl der Artikel und im Hinblick darauf, daß die meisten auch in Zeitschriften zu finden sein werden, darf von einer Einzelerwähnung und erst recht einer Einzelbesprechung abgesehen werden. Aber es sei betont, daß man aus jedem der Aufsätze und namentlich aus dem Buche als ganzem den Eindruck davonträgt, daß eine erstaunlich große Menge wissenschaftlich und praktisch fruchtbarer Arbeit in ihren Wurzeln auf die Münchener Schule zurückgeht. Dem Dank, den die Festgabe dem Jubilar ausdrücken soll, werden sich nicht nur die Tausende anschließen, die unmittelbar August Föppls Hörer waren, sondern auch die noch viel zahlreicheren, die aus seinen Büchern Belehrungen und Anregungen empfangen haben. R. Vieweg.

Faraday Society, **Erzeugung und Nutzbarmachung von Kälte,** eine allgemeine Aussprache, abgehalten durch die — —. Sonderdruck aus den Transactions of the Faraday Society **18**, Dezember 1922.

Am 16. Oktober 1922 fand in London eine gemeinsame Sitzung der Faraday Society und der British Cold Storage and Ice Association statt, auf der im Beisein auswärtiger Gäste das in der Überschrift genannte Thema behandelt wurde. Während des ersten Teils der Sitzung (Laboratoriumsmethoden zur Verflüssigung) berichtete Dr. Crommelin, daß es Prof. Kamerlingh Onnes gelungen sei, den Dampfdruck des flüssigen Heliums auf 0,013 mm zu erniedrigen und eine Temperatur von 0,9° über dem absoluten Nullpunkt zu erreichen. Ferner schilderte er die in Leiden üblichen Methoden zur Herstellung von Kältebädern konstanter Temperatur. Prof. Jenkin aus Oxford sprach über seine Untersuchungen betreffend die thermischen Eigenschaften von Äthylchlorid (C_2H_5Cl), das zur Erzeugung von Kälte sehr geeignet ist. Seine Verdampfungswärme bei 0° beträgt 93,7 cal. Die spezifische Wärme der Flüssigkeit ist 0,348 bei $-30°$ und 0,413 bei $+40°$. Die entsprechenden Werte für das Gas sind 0,22 und 0,28. Die kritische Temperatur wird zu 190° C und der kritische Druck zu 54 Atm. angegeben. Bei 0° beträgt der Dampfdruck 460 mm.

In dem zweiten Teil der Sitzung wurden die industriellen Methoden zur Verflüssigung und die praktische Anwendung der tiefen Temperaturen behandelt. Aus der Reihe der Vorträge dieses Teils seien hier nur die Ausführungen von Georges Claude aus Paris über die Herstellung von Wasserstoff durch teilweise Verflüssigung von Wassergas und Koksofengas und von Ezer Griffiths über einige Materialien geringer Wärmeleitung hervorgehoben. Die bei Zimmertemperatur gemessenen Wärmeleitfähigkeiten λ (in CGS-Einheiten) mögen hier mitgeteilt werden. Die Dichte d ist in englischem Maß, nämlich lbs. per cubic foot angegeben.

Material	d	$\lambda \cdot 10^6$
Clippings of expanded Rubber	2,6	118
„ „ „ „	4,0	106
Balsa Wood	5,75	113
„ „	8,6	130
Fibres of Wood, Kingia Australis	8,4	117
Eel Grass Mats	9,4	109
„ „ „	13,4	117
Compressed Peat	20	176
Peat Treated with Bituminous Material	29,5	173

F. Henning.

† Keller, H., **Berechnung gewölbter Böden.** Aus dem Nachlaß herausgegeben von R. Dubs. 43 S. 70 Abb. Komm.-Verl. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin. 1922.

Die Arbeit will in erster Linie den konstruierenden Ingenieur instand setzen, sich über die in einem Zylinderdeckel auftretende Maximalbeanspruchung schnell ein Urteil bilden zu können. Zu diesem Zweck werden aus der genauen Durchrechnung zahlreicher Einzelbeispiele hervorgegangene empirische Formeln für die Maximalbeanspruchung der vollen, am Rand frei aufliegenden sowie auch der radial nicht nachgiebigen Kugelschale angegeben und durch graphische „Spannungstafeln" veranschaulicht. Letztere gestatten für alle praktisch vorkommenden Werte von Plattendicke, Rand-u. Krümmungsradius die Maximalbeanspruchung sofort abzulesen und liefern auch in den Fällen der Praxis, wo jene Stützungsarten nicht genau realisiert sind, wenigstens Grenzwerte für die zu erwartenden Maximalbeanspruchungen. Überdies wird die Anwendung dieser Spannungstafeln noch dadurch sehr erleichtert, daß sie — wie zahlreiche Rechnungsergebnisse des Verf. gezeigt haben — nicht nur für gußeiserne Deckel, sondern auch für solche aus Flußeisen, Stahl und Stahlguß mit praktisch hinreichender Genauigkeit verwendet werden dürfen.

Sodann aber will die Arbeit auch in den Fällen, wo eine genaue Spannungsberechnung eines Deckels erforderlich ist, den Ingenieur instand setzen, letztere selbst ohne Schwierigkeit durchführen zu können, und bringt deshalb nicht nur die Endergebnisse der Meissnerschen Theorie, sondern auch ein ausführliches Zahlenbeispiel.

Wenn auch nicht verkannt werden kann, daß diese Berechnung sich für größere Öffnungswinkel infolge schlechter Reihenkonvergenz recht umständlich gestaltet und daß das wichtige, hier besonders geeignete Hilfsmittel der asymptotischen Integration keinerlei Berücksichtigung findet, so wird doch sicher die Arbeit dem Konstrukteur sehr wertvolle Dienste leisten. E. Schwerin.

Pöschl, Th., **Lehrbuch der technischen Mechanik.** Für Ingenieure und Studierende. Zum Gebrauche bei Vorlesungen und zum Selbststudium. VI, 264 S. 206 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1923.

Dieses Buch behandelt die technische Mechanik der Punkte, Punktsysteme und starren Körper. Die Darstellung umfaßt in den drei Kapiteln über Statik, Kinematik, Dynamik die Lehre von den Bewegungen und Kräften (einschließlich der Reibung, der einfachsten Schwingungen, des Stoßes, der Ähnlichkeit usw.) und wird bis zu den Eulerschen Drehungsgleichungen durchgeführt. Die Darstellung ist knapp, aber durch zahlreiche Beispiele unterstützt. Jedenfalls dürfte das Werk seiner Bestimmung „zum Gebrauche bei Vorlesungen" vollauf genügen; zum Selbststudium empfiehlt der Verfasser neben seinem Buch noch eine Aufgabensammlung, etwa die von F. Wittenbauer (Julius Springer). W. Hort.

Personalnachrichten.

Berlin. Prof. ord. der Metallhüttenkunde an der Berliner Technischen Hochschule Geh. Regierungsrat Dr. Otto Doeltz wurde von den amtlichen Verpflichtungen entbunden.

Göttingen. Ord. Prof. für angewandte Mathematik an der Göttinger Universität Geh. Regierungsrat Dr. Carl Runge wurde zum 1. Oktober 1924 von den amtlichen Verpflichtungen entbunden.

Hannover. Dr.-Ing. Karl Humburg in Baden (Schweiz) wurde zum ordentlichen Professor für Elektromaschinenbau und Hochspannungstechnik an der Technischen Hochschule in Hannover berufen.

Leipzig. Dr. Franz Rother, Assistent am Physikalischen Institut der Universität und Dozent an der Akademie für Buchgewerbe und graphische Künste, hat einen Ruf als Direktor der Reiniger Gebbert & Schall-Werke A.-G. in Erlangen erhalten und angenommen.

Rostock. Das Mecklenburg-Schwerinsche Ministerium für Unterricht verlieh Privatdozent für angewandte Physik in der Rostocker philosophischen Fakultät Dr. Günther Falckenberg die Amtsbezeichnung als a. o. Professor.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Physikalische Abteilung
und Abteilung für Technische Physik.

88. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Innsbruck vom 21. bis 27. September 1924.

Vorläufige Einladung.

Mitteilungen des Ortsausschusses.

Allgemeines.

Die Sitzung findet im Hörsaal für Elektrotechnik in der Universität statt.

Zeiteinteilung.

Sonntag, den 21. September: Geschäftliche Sitzungen der Vorstände, Fachgemeinschaft usw.

Montag, den 22. September, nachmittags 3 Uhr: Gemeinsame Eröffnungs- und Fachsitzung der Physikalischen Gesellschaft und der Gesellschaft für technische Physik, im Hörsaal für Experimentalphysik.

Mittwoch, den 24. September, nachmittags 3 Uhr: Hauptversammlung der Gesellschaft für technische Physik und im Anschluß daran Fachsitzung der Gesellschaft für technische Physik im Hörsaal des Elektrotechnischen Instituts; nachmittags 5 Uhr: Geschäftssitzung der Physikalischen Gesellschaft.

Donnerstag, den 25. September, vormittags: Fachsitzung der Gesellschaft für technische Physik, (parallel dazu theoretische Physik); nachmittags: Fachsitzung der Physikalischen Gesellschaft.

Freitag, den 26. September, vormittags: Fachsitzung der Physikalischen Gesellschaft; nachmittags: Fachsitzung der Gesellschaft für technische Physik.

Sonnabend, den 27. und Sonntag, den 28. September: Exkursionen.

In Aussicht genommen sind Exkursionen: zum Ruezwerk, sowie der Hochvoltleitung über den Arlberg.

Die allgemeine Teilnehmerkarte (für Nichtmitglieder der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte) kostet 200000,— österr. Kronen, für Damen 100000 österr. Kronen. Anmeldungen sind zu richten an die Geschäftsstelle der 88. Naturforscherversammlung, Innsbruck, Physikal. Institut, Schöpfstraße 41.

Anmeldungen der Vorträge sind bis spätestens 15. Iuli zu richten:

An die Einführenden für Physik bzw. für Technische Physik der Naturforscherversammlung in Innsbruck,

letztere gleichzeitig an den Vorstand der Gesellschaft für technische Physik.

An obige sind auch Anfragen wegen der Benutzung von Apparaten aus den Sammlungen zu richten. Beihilfe beim Aus- und Einpacken übersandter Apparate steht auf Wunsch zur Verfügung. Diese Apparate sind rechtzeitig vor dem Vortrag im Vorbereitungszimmer bereitzuhalten.

Die Rededauer wird wahrscheinlich auf 10 bis 15 Minuten beschränkt werden müssen. Es wird um Rücksicht auf die Zuhörer gebeten durch Vermeidung von Mitteilungen, die zu keinem greifbaren Ergebnis führen oder nur Sondergebiete von geringfügiger Bedeutung behandeln, sowie über ungenügend begründete Theorien. Auch haben Vorträge wenig Zweck, die lediglich bereits veröffentlichte Dinge in der gleichen Form behandeln. Es wird

dringend gebeten, die Vorträge frei zu halten. Eine Zusage auf Annahme aller Vorträge kann nicht gegeben werden.

Die Deutsche Gesellschaft für technische Physik hat beschlossen, die Fachsitzungen zu beschränken auf: Optik, Schwachstromtechnik, drahtlose Telegraphie, Röntgentechnik. Ausnahmen sind nur in dringenden Fällen möglich. Die Herren Redner werden darauf aufmerksam gemacht, daß das Vorlesen der Vorträge nicht gestattet ist. Sie werden gebeten, vor der Tagung dem Schriftleiter oder den Herausgebern der Zeitschrift für technische Physik den Vortrag zur Veröffentlichung in der Zeitschrift für technische Physik zu übergeben, da nur so schnelles Erscheinen des geplanten Sonderheftes möglich ist. Die Gesellschaft für technische Physik macht die Zulassung eines Vortrages von der Erfüllung dieser Bedingungen abhängig.

Weitere Mitteilung erfolgt Ende Juli.

F. Himstedt-Freiburg,
Vorsitzender der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Tumlirz und v. Schweidler,
Einführende der Abteilung für Physik.

G. Gehlhoff-Berlin,
Vorsitzender der Deutschen Gesellschaft für techn. Physik.

H. Hammerl und L. Mühlhofer,
Einführende der Abteilung für technische Physik.

Im Einverständis mit der Verlagsbuchhandlung wird die Subskription auf das in Heft 6 angekündigte

Lehrbuch der technischen Physik

für fortgeschrittene Studenten und Ingenieure

Herausgegeben von Prof. Dr. G. Gehlhoff

Band I Maße und Messen, Mechanik, Akustik und Thermodynamik

bis zum 15. Juli d. J. verlängert.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
- Herr Dr. O Bartsch, Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Sendlinger Optischen Glaswerke, Berlin-Schlachtensee, Wannseestraße 17.
- Herr Eugen Hurwitz, Direktionsbevollmächtigter der Osram G. m. b. G., Berlin NW., Lessingstraße 33.
- Herr Wilhelm Wissmann, Ober-Ing. der Siemens-Schuckertwerke, Charlottenburg, Havelstraße 15.

Seitens des Herrn Prof. H. Mache, Wien:
- Herr Ing. Dr. Franz Magyar, Wien I, Wollzeile 40.
- Herr Ing. Eduard H. Suess, Wien II, Afrikanergasse 9.

Seitens des Herrn Dipl.-Ing. F. Thilo, Leipzig:
- Herr Kreisbaurat Walter Weigel, Berlin NW. 87, Eyke v. Repkow-Platz 3.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. Erich Braun, Berlin-Lichterfelde, Arndtstraße 4, jetzt Berlin-Lichterfelde, Ringstraße 102 [1].

Herr Dr. phil. Fr. Patzelt, Charlottenburg 5, Königsweg 9, jetzt Berlin-Halensee, Bornimerstraße 17 [1].

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Halle a. d. Saale.

Tätigkeitsbericht über das Wintersemester 1923/24.

I. Sitzung am 24. November 1923.

Vortrag des Herrn Geheimrat Mie, Halle: „Zerlegung der Elemente in Isotopen nach Aston".

II. Hauptjahresversammlung am 15. Dezember 1923.

1. Die satzungsgemäß ausscheidenden Vorstandsmitglieder werden sämtlich wiedergewählt.
2. Die Festsetzung der Mitgliedsbeiträge für das Jahr 1924 wird einer späteren Sitzung vorbehalten, um das Vorgehen des Hauptvereins abzuwarten.
3. Vortrag des Herrn Prof. Emden, München: „Die Physik der Fixsterne".

III. Sitzung am 26. Januar 1924.

Vortrag des Herrn Geheimrat Wichert, Göttingen: „Die Erdbebenforschung als Mittel zur Enthüllung der Beschaffenheit der Erde".

IV. Sitzung am 23. Februar 1924.

1. Der Ortsgruppenbeitrag wird für das Jahr 1924 auf 3,— M. für Mitglieder und 15,— M. für Firmen festgesetzt.
2. Die Satzungen der Ortsgruppe werden dahin geändert, daß die Ortsgruppe auch „außerordentliche Mitglieder" führen soll. Diese haben nur den Beitrag an die Ortsgruppe zu zahlen, erhalten keine Zeitschrift und haben kein Stimmrecht.
3. Vortrag des Herrn Prof. Dr. W. Schumann, Jena: „Netz- und Schaltanlagen und Kraftverteilung von Großkraftwerken".
4. Vortrag des Herrn Geheimrat Mie, Halle: „Die Kristallstruktur von einigen zyklischen Kohlenwasserstoffen".

V. Besichtigung der Blancke-Werke in Merseburg am 22. März 1924.

Außerdem hatte der Thüringer Bezirksverein deutscher Ingenieure die Liebenswürdigkeit, die Mitglieder zu verschiedenen von ihm veranstalteten Vorträgen einzuladen.

Die Ortsgruppe zählt zurzeit 71 ordentliche Mitglieder, fünf Firmen und ein außerordentliches Mitglied.

An alle ehemaligen Mitglieder, die nach den Bonner Beschlüssen über die Beitragsnacherhebung ihren Austritt erklärten, wird in diesen Tagen die Aufforderung ergehen, der Ortsgruppe als außerordentliche Mitglieder wieder beizutreten.

Dr. W. Kast.

Lichttechnische Gesellschaft Karlsruhe.

Sitzungsbericht.

Am 3. Juni 1924, abends 8 Uhr, sprach im Hörsaal des Chemisch-technischen Instituts der Technischen Hochschule zu Karlsruhe Herr Dr.-Ing. Oskar Schneider, Frankfurt a. M. über das Thema: „Wird die Leistung des menschlichen Auges durch die Farbe der Beleuchtung beeinflußt?"

Bericht über die dritte Jahrestagung am Dienstag, den 24. Juni 1924 in Karlsruhe.

1. Jahresbericht des Vorsitzenden.
2. Vortrag des Herrn Dipl.-Ing. Unruh, Technischen Leiters am Badischen Landestheater Karlsruhe, über „Die Bühnenbeleuchtungstechnik als Beleuchtungskunst".
3. Vortrag des Herrn Oberingenieur Werner, Frankfurt a. M., über „Bühnenbildprojektion" mit Vorführungen.

Die Vorträge fanden im Hörsaal des Chemisch-technischen Instituts der Technischen Hochschule Karlsruhe statt.

Nach einem gemeinsamen Mittagessen wurden nachmittags die technischen Einrichtungen des Badischen Landestheaters und des Konzerthauses in Karlsruhe besichtigt.

Ein Geselliger Abend in der Wirtschaft „Zum Laub" in Berghausen beschloß die Tagung.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

Zeitschrift für technische Physik

1924 Fünfter Jahrgang Nr. 8

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Das Lichttechnische Institut der Badischen Technischen Hochschule in Karlsruhe.

Von J. Teichmüller.

Für die Entwicklung der Lichttechnik sind das Jahr 1906, in dem in Amerika die Beleuchtungstechnische Gesellschaft (Illuminating Engineering Society), die erste ihrer Art, und das Jahr 1912, in dem die Deutsche Beleuchtungstechnische Gesellschaft gegründet wurden, von besonderer Bedeutung. Auf dem 3. Jahrestage dieser Gesellschaft 1916 in Nürnberg wurde im Anschluß an einen Vortrag von Dr.-Ing. Monasch über „Die Beleuchtungstechnik, eine systematisch-kritische Betrachtung" über die mangelhafte Gelegenheit zur Ausbildung in der Lichttechnik geklagt. Diese Klage war berechtigt. Sie brachte in mir den Entschluß zur Reife, bei dem Badischen Unterrichtsministerium für Errichtung eines Lehrstuhls für Lichttechnik und Errichtung eines Lichttechnischen Instituts zu wirken. Dies tat ich in einer an das Ministerium gerichteten Denkschrift im April 1919, in der ich unter Hinweis auf einen drei Monate vorher veröffentlichten Aufsatz „Die Lichttechnik als Unterrichtsgebiet"[1]), die Geschichte der Lichttechnik kurz darstellte, die Aufgaben der Technischen Hochschule, so wie ich sie vor mir sah, ausführlich schilderte und den Plan für ein Lichttechnisches Institut entwarf, das der Lehre, der Forschung und als Prüfanstalt der Industrie unmittelbar dienen sollte. — Die Denkschrift hatte einen schnellen Erfolg: am 1. August 1919 wurde vom Ministerium ein Lehrstuhl für Lichttechnik errichtet und die Gründung eines Instituts zugesagt, wenn es gelänge, einen beträchtlichen Teil der hierfür nötigen Mittel durch Werbung in der Industrie aufzubringen.

Das gelang. Im Sommer 1921 konnte mit der Errichtung des Instituts begonnen werden. Raum war in dem alten Hauptgebäude der Technischen Hochschule — siehe Abb. 1 — durch Verlegung der Forstabteilung an die Universität Freiburg und den Auszug der Bauingenieure in einen Neubau frei geworden. Das Lichttechnische Institut nimmt im Hauptgebäude den größten Teil des westlichen (in Abb. 1 nach vorn gekehrten) Flügels im ersten Obergeschoß und einige Räume



Abb. 1. Hauptgebäude der Technischen Hochschule mit dem Lichttechnischen Institut.

im Erdgeschoß ein. An Hand der in Abb. 2 und 3 dargestellten Grundrisse soll das Institut beschrieben werden.

Raum 1 bis 3 sind Dienst- und Verwaltungsräume, nämlich der Reihe nach, das Zimmer des Institutsdirektors, das der Sekretärin und das des 1. Assistenten. Raum 4, der mit Schränken vollgestellte Sammlungsraum, von dessen Decke herab zahlreiche Lampen aller Art hängen, muß auch noch Platz für einen Assistenten bieten. Die Räume 5 bis 8 sind schwarze Laboratorien. Im

[1]) Zeitschr. f. Beleuchtungswesen **25** (1919), 4.

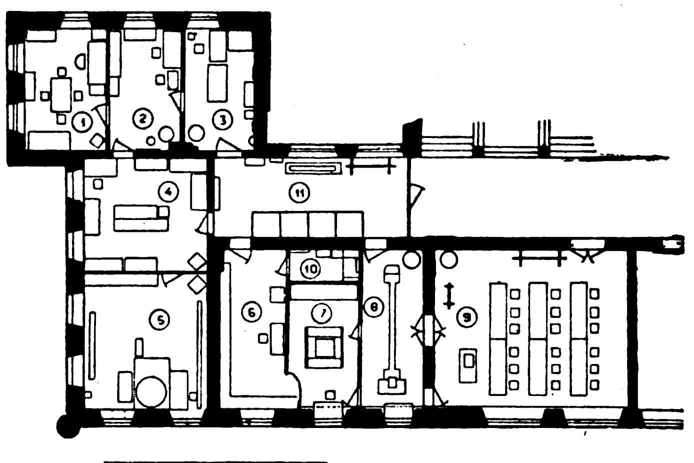


Abb. 2. Grundriß des Instituts im 1. Obergeschoß.

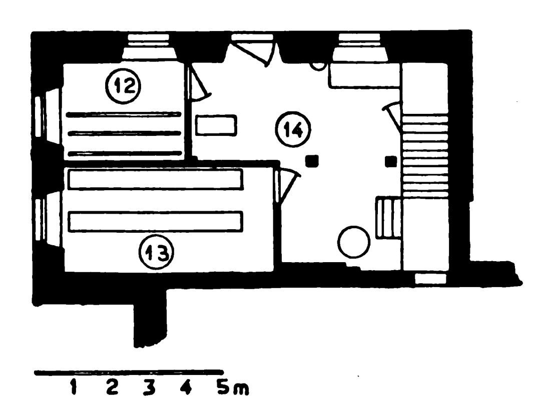


Abb. 3. Grundriß des Instituts im Erdgeschoß.

ersten ist an drei Wänden je eine Photometerbank von 3 m, 4 m und 4,8 m Länge und an der vierten, der Fensterwand, eine Ulbrichtsche Kugel von 1,5 m Durchmesser nach der Konstruktion von v. Voß in der Ausführung von Siemens & Halske A.-G. aufgestellt. Ein Bild mit dem Blick auf die Kugel zeigt Abb. 4. Von den Bänken können im allgemeinen wenigstens zwei für Doktor- oder andere Forschungsarbeiten zur Verfügung gehalten werden, also für Arbeiten, die umfangreichere Versuchsanordnungen und eine längere Zeit erfordern. Die Arbeiten brauchen — ohne daß die Versuchsanordnung abgebrochen werden müßte — nur unterbrochen zu werden, wenn der Raum für das regelmäßige Praktikum der Studierenden in Anspruch genommen wird.

Im Raum 6 ist eine winklige Photometerbank von 3 m und 6 m Schenkellänge aufgestellt. Der kürzere Schenkel steht an der Fensterseite. An dieser Seite, und zwar hart an den Fenstern, sind die Türen angeordnet, durch die die Räume 6, 7, 8 und 9 miteinander in Verbindung stehen. Durch diese Türen zieht sich auf dem Fußboden unmittelbar an der Wand entlang eine kleine eiserne Schiene. Auf ihr können sich zwei Räder eines fahrbaren, ein Stück Photometerbank tragenden Tisches bewegen, der von einem schwarzen, lichtdichten Zelt umhüllt ist. Durch diesen Tisch, in Verbindung mit einem ganz am Ostende von Raum 9 aufgestellten, ebenfalls schwarz überhangenen Stativ für eine Vergleichslampe oder einen Prüfgegenstand, kann der kurze Schenkel der winkligen Photometerbank zum langen gemacht, und zwar auf 18 m verlängert werden. Zur Abblendung von Seitenlicht sind hier wie über allen Photometerbänken eiserne Stangen zum Aufhängen von Blenden befestigt. — Raum 6 enthält noch eine kleine Ulbrichtsche Kugel von 0,5 m Durchmesser. Es ist dies eine der ältesten Kugeln, die überhaupt hergestellt worden sind, und entstammt dem Münchener Städtischen Laboratorium Uppenborns. Der Raum enthält außerdem ein einfaches Rousseausches Photometer mit zwei um eine horizontale Achse drehbaren Schenkeln

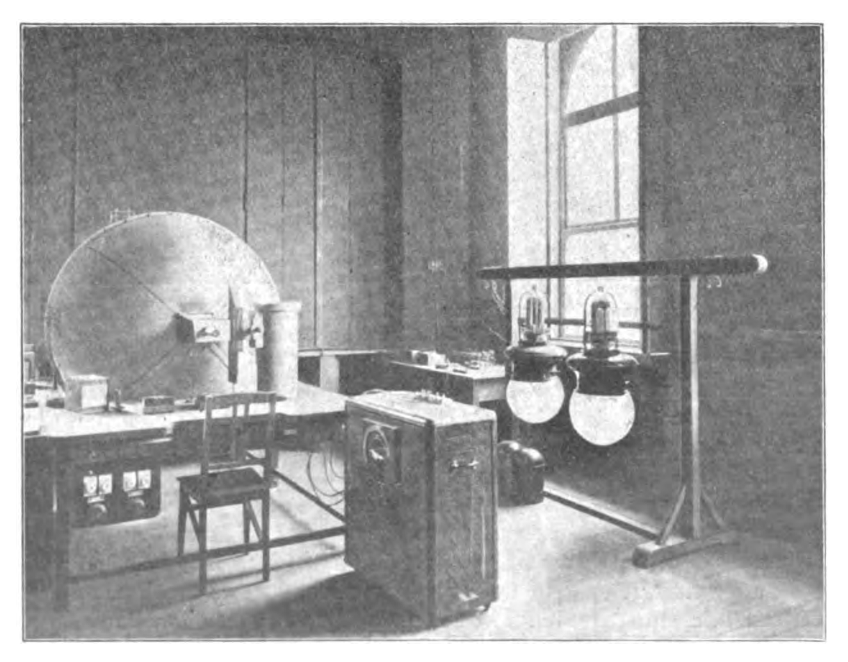


Abb. 4. Großes Schwarzes Laboratorium mit Ulbrichscher Kugel.



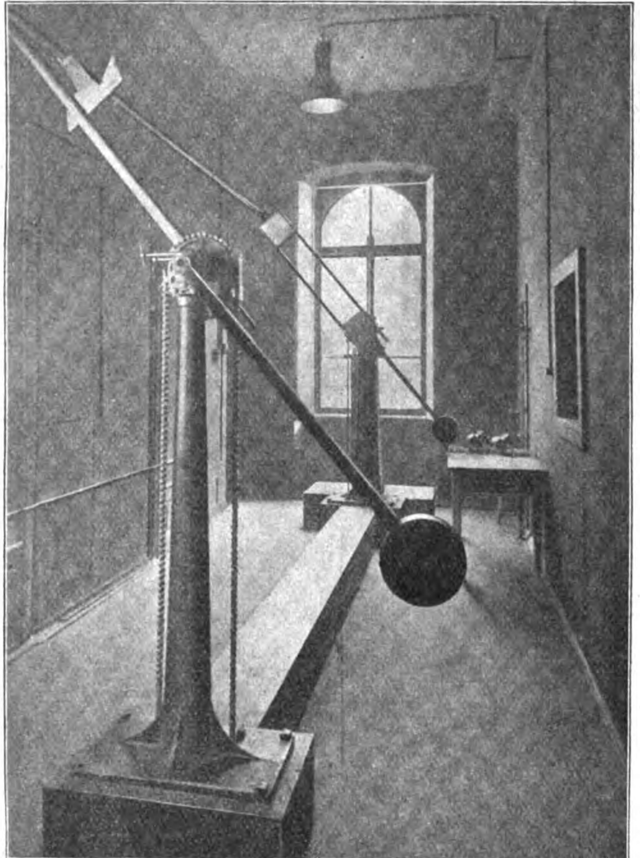


Abb. 5. Drehspiegelraum.

zur Aufnahme von Lichtausstrahlungskurven in Meridianebenen.

Im Raum 7 ist eine Einrichtung zur Messung des Wirkungsgrades von Beleuchtungsanlagen aufgestellt. Über diese Einrichtung und Messungen an ihr wird in dem dritten Aufsatze dieses Heftes (S. 349) berichtet werden. — Dem Fenster gegenüber ist an der Schmalseite von Raum 7 ein Betriebsphotometer der Deutschen Gasglühlicht-Aktiengesellschaft aufgestellt. — Zwischen Raum 7 und dem Flur liegt eine photographische Dunkelkammer, Raum 10.

Der nächste Raum, Nr. 8, enthält einen großen, von der Julius Pintsch A.-G. gebauten Drehspiegel und wird von demselben fast ganz eingenommen; nur noch ein Stativ für das Photometer und Tisch und Stuhl haben Platz. Den Raum zeigt Abb. 5.

Die schwarzen Laboratorien müssen, wenn Lampen mit flüssigem oder gasförmigem Brennstoff untersucht werden oder mit der Hefnerlampe gearbeitet werden soll, gut entlüftet werden. Zu dem Zwecke sind bei den Räumen 6 und 8 in den Wänden zum Flur und in der Wand zwischen Raum 5 und 4 über den Türen elektrische Ventilatoren eingebaut.

Ein 61 m² großer Raum, Nr. 9, ist als weißes Laboratorium eingerichtet. An der Decke sind in Abständen von 1 m, vom Mittelpunkte ausgegangen, 9 × 7 Haken zum Aufhängen von Lampen eingeschraubt, genau darunter Marken in den Fußboden eingelassen und an den Seitenwänden diese Markierung durch Zahlen und Buchstaben eindeutig gekennzeichnet. Durch zahlreiche Anschlußdosen und Gasauslässe an der Decke ist dafür gesorgt, daß den Lampen Energie bequem zugeführt werden kann. — Um den Raum auch noch zu anderen Zwecken, z. B. für kleinere Vorträge und Übungen im Entwerfen benutzen können, sind auf einfache Holzböcke auflegbare Tischplatten beschafft worden, die bei Bedarf leicht von dem 3,5 m breiten Flur vor dem Raume hereingeholt werden und dort wieder abgestellt werden können. Abb. 6 zeigt das weiße Laboratorium in der Benutzung als solches. Ein Tubusphotometer

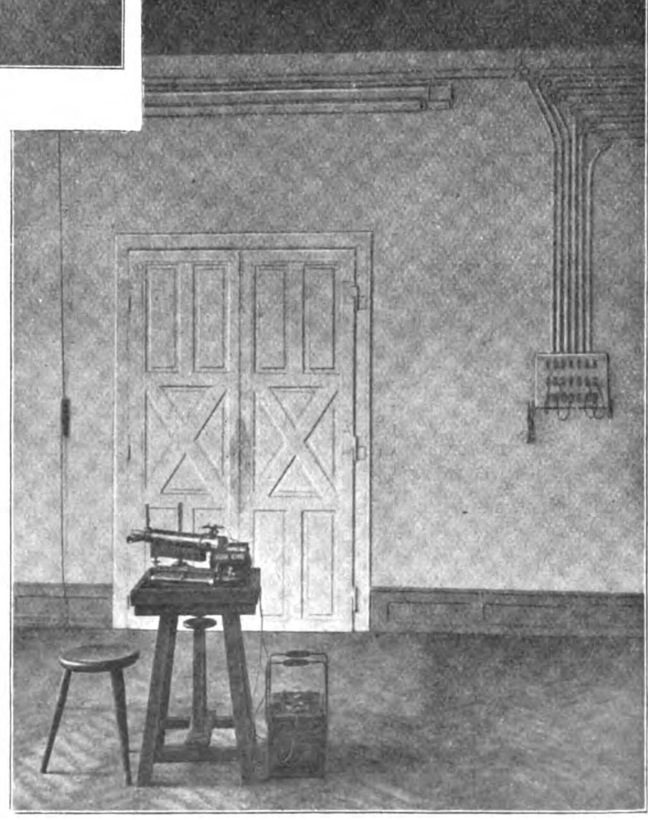


Abb. 6. Weißes Laboratorium, als solches benutzt.

mit zugehöriger Apparatur ist zur Messung von Beleuchtungsstärken aufgestellt. In Abb. 7 ist derselbe Raum abgebildet, wie er für die Abhaltung von Vorträgen benutzt wird. Die in Abb. 6 geschlossenen Türflügel sind aufgeschlagen und geben eine Wandtafel frei, wobei sie gleichzeitig in ihren Innenflächen selbst Wandtafeln darstellen. Die mittlere Wandtafel kann nach unten herabgelassen werden; es wird dann eine quadratische Öffnung von 1,52 m Seitenlänge frei, die die Mauer durchbricht. Hierdurch wird es nach Öffnung der Doppeltür an der anderen Seite der Mauer möglich, vom Drehspiegelraum aus und, wenn man eine fensterartige Öffnung in der Mauer zwischen diesem und dem Modellraum Nr. 7 öffnet, auch von dem letztgenannten Raume aus Projektionsbilder auf einen durchscheinenden, die quadratische Öffnung überspannenden Schirm zu werfen. Das Raummodell ist für diesen Zweck auf Rollen leicht verschiebbar. Die beiden Maueröffnungen sind in Abb. 5 zu erkennen.

Der hinter dem Glasabschluß (siehe Abb. 2) liegende Teil des breiten Flurs hat, als Raum 11, für das Laboratorium in mannigfaltiger Weise ausgenutzt werden können: Der Fensterwand gegenüber sind (siehe Abb. 8) vier durch lichtdichte Vorhänge abgeschlossene Zellen oder Kabinen von je 1,73 m^2 Grundfläche und 3,5 m Höhe untergebracht, die zu Lichtsinnprüfungen, zu Beobachtungen der Adaptation des Auges, über den Eindruck der diffusen im Vergleich zur direkten Beleuchtung, über den Einfluß der Lichtfarbe auf die Sehschärfe und die Erkennbarkeit der Farbenpigmente und zur Behandlung mannigfaltiger ähnlicher Aufgaben dienen. Dementsprechend haben sie verschiedenen Anstrich und sind mit Einrichtungen zur Aufhängung verschiedenartiger Lampen und teilweise mit Oberlichtern ausgestattet, durch die sie mit verschiedenen Farben und in verschiedener Weise beleuchtet werden können.

Der Raum über den Zellen konnte zur Aufnahme von Glühlampen, die einer Dauerprüfung unterzogen werden sollen, bequem eingerichtet und verwendet werden. Die dabei nötigen elektrischen Messungen werden in einer der Zellen ausgeführt.

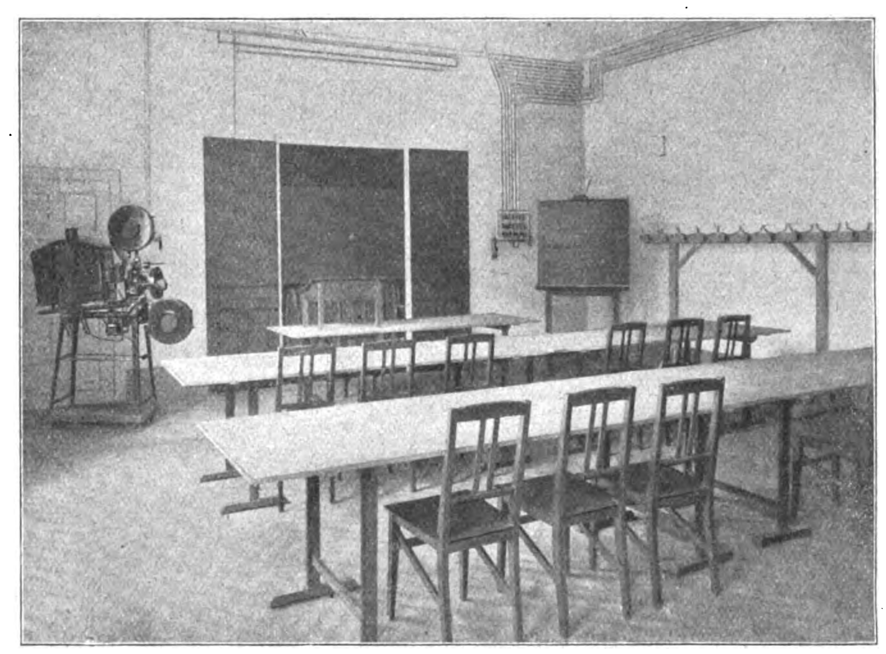


Abb. 7. Weißes Laboratorium, als Vortragssaal benutzt.

An einer anderen Stelle desselben Raumes, an der Fensterseite, (auf dem Bilde rechts) ist eine kleine Ladestation für tragbare Akkumulatoren eingerichtet, und schließlich sind an freien Wänden zwei größere, auf dem Bilde ebenfalls sichtbare Schalttafeln aufgestellt, nämlich ein Linienwähler, an dessen wagerechten Schienen die Elektrizitätsquellen liegen, während die Vertikalschienen zu der anderen Schalttafel, einer Verteilertafel, führen, von der aus die elektrische Energie zu den Arbeitsplätzen geleitet wird. Abb. 9 zeigt das Schema der Verteilung. — Außer dieser ist noch eine zweite elektrische Anlage vorhanden, nämlich ein kleines Leitungsnetz, das von einem Transformator mit 27 Volt Niederspannung gespeist wird, und das die Energie für die kleinen Lämpchen zur Beobachtung der Instrumente liefert. Lampen für 110 Volt hätte man nicht mit einem für diesen Zweck genügend kleinen Lichtstrom haben können.

Selbstverständlich wird auch Leuchtgas allen

Arbeitsplätzen in den Laboratorien zugeführt. — Elektrizitätsquellen sind drei Umformer des Instituts, nämlich ein Drehstrom-Gleichstrom-Einanker-Umformer von Dr. Max Levy von 2,2 kW und 120 Volt drehstromseitig, 120 bis 165 Volt gleichstrom-Gleichstrom-Umformer und als Gleichstrom-Drehstrom-Umformer benutzt. Außerdem ist ein Drehstromtransformator von 3 kVA für 120 bis 240 Volt vorhanden. Als weitere Elektrizitätsquellen stehen das Hochschulkraftwerk (Gleich-

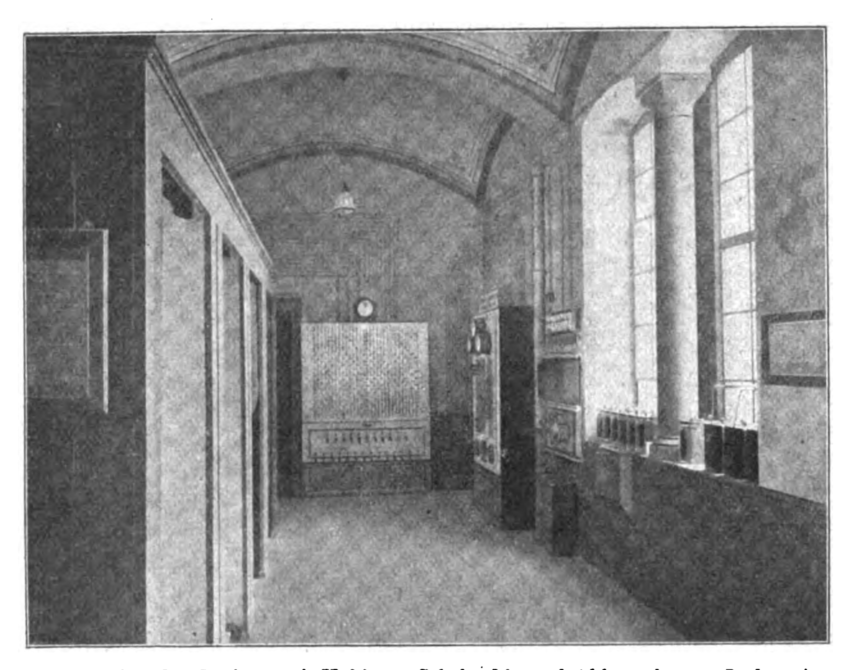


Abb. 8. Flur des Instituts mit Kabinen, Schalttafeln und Akkumulatoren-Ladestation.

stromseitig, ein Drehstrom-Gleichstrom-Umformer von 1,1 kW, bestehend aus einem Asynchronmotor für 120 Volt und einem Nebenschlußgenerator für strom 110 Volt), das städtische Netz (Drehstrom 120 Volt) und zwei Akkumulatorenbatterien von Gottfried Hagen für je eine Leistung von 38 Ah

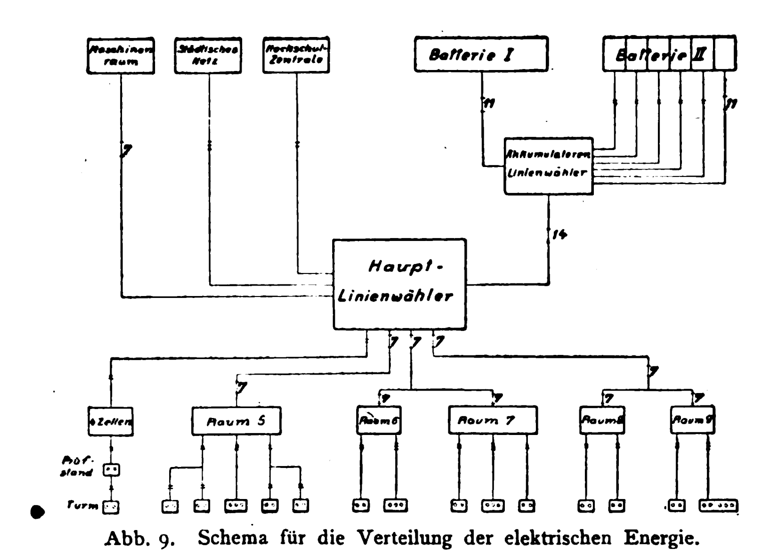


Abb. 9. Schema für die Verteilung der elektrischen Energie.

111 Volt, und eine Doppelmaschine von 2,2 kW, bestehend aus einer Gleichstrommaschine für 220 Volt und einer Drehstrom-Synchronmaschine für 120 Volt; die letztere Maschine wird als Drehund 120 Volt zur Verfügung. Die eine Batterie kann mit Hilfe der Verteilertafel in 6 gleiche Teile geteilt werden, so daß also etwa 20 Volt in jedem Teile zur Verfügung stehen. — Alle dem Institut



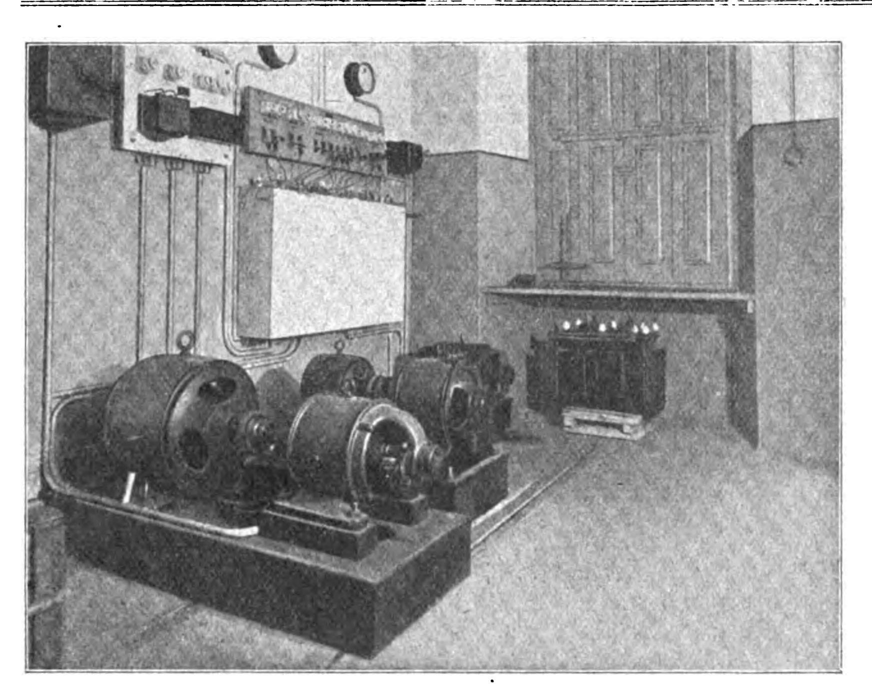


Abb. 10. Maschinenraum im Erdgeschoß.

gehörigen Elektrizitätsquellen und ein (noch zu beschaffender) Kompressor zur Erhöhung des Gasdrucks sind in einem kleinen Maschinenraum im Erdgeschoß des Instituts — siehe Abb. 3 — untergebracht. Dort ist Nr. 12 der Maschinenraum, der in Abb. 10 abgebildet ist, Nr. 13 der Akkumulatorenraum und Nr. 14 ein Raum, der gleichzeitig als Werkstatt und als Packraum dienen muß; eine Werkbank, einige Werkzeugmaschinen, vor allem eine Drehbank, sind vorhanden. Die unteren Räume sind mit den oberen durch eine Fernsprechleitung verbunden.

Als sehr willkommene Ergänzung der Räume und Einrichtungen konnte dem Institut ein für geodätische Messungen gebauter Turm — siehe Abb. 11 — zur Benutzung freigegeben werden. Der Turm ist von 1 m Höhe über dem Fußboden ab ganz in Eisen und Glas ausgeführt, und die Glasfenster der Wände und des Daches können an genügend vielen Stellen geöffnet werden, so daß der ganze Himmel anvisiert werden kann. Der Turm wird zu photometrischen Messungen des bewölkten und unbewölkten Himmels, der Sterne, zur Bestimmung der Absorption der Luft, zur Photometrierung der Scheinwerfer und zu mancherlei anderen Untersuchungen benutzt werden. Abb. 12 zeigt den Innenraum des Turmes mit der zur Messung der Farbigkeit des bedeckten Himmels aufgestellten Apparatur, insbesondere einem Blochschen Photometer.

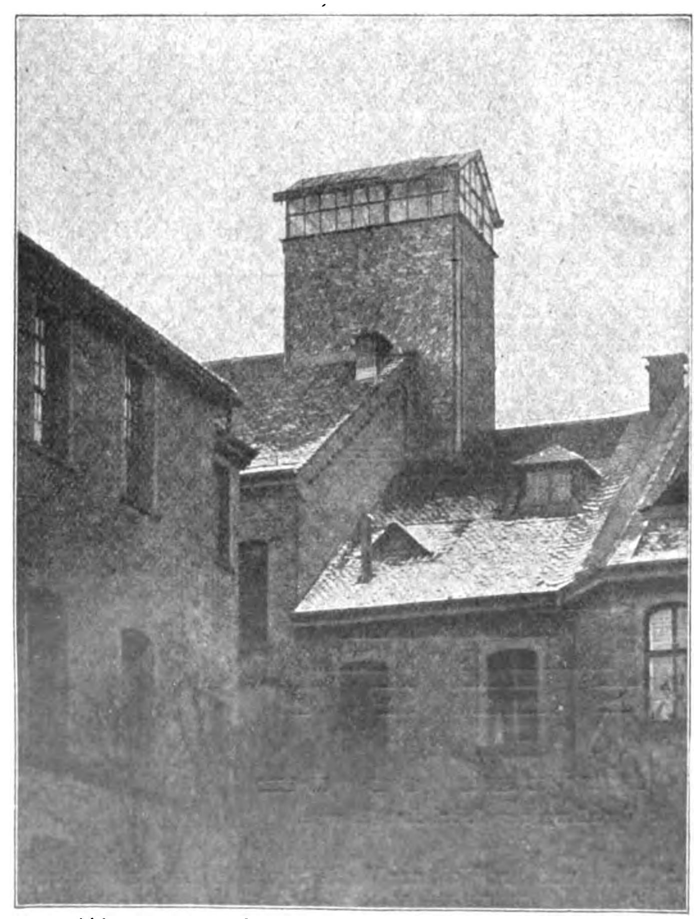


Abb. 11. Turm für Messung des Himmelslichtes und für Scheinwerfer-Photometrierung.

Das Institut verdankt seine Entstehung zu einem großen Teile der Opferwilligkeit der deutschen Industrie; am 1. Juni 1922 konnte es eröffnet werden. Es hat sich inzwischen in seiner dreifachen Aufgabe als Lehr- und Forschungsinstitut und Prüfanstalt lebhaft entwickelt; die aus der Industrie gestellten Anträge auf Untersuchungen und die aus dem Lehrbetrieb erwachsenen wissenschaftlichen Forschungsauf-

gaben sind so zahlreich, daß sie zurzeit kaum bewältigt werden können. Die Laboratoriums- und die Projektierungs- und sonstigen Übungen der Studenten bilden eine wichtige Ergänzung der Vorträge zur Heranbildung junger Lichtingenieure. Ein Studienplan hierfür wurde im Mai 1921 vom Ministerium genehmigt und zum ersten Male im W/S 1921/22 durchgeführt. Das Studium wird mit einer Diplomprüfung abgeschlossen. Studienplan und Diplomprüfungsordnung sind in der Zeitschrift für Beleuchtungswesen vom 15. und 30. September 1922 (Heft 17/18), S. 130, und in mehreren anderen Zeitschriften[1]) abgedruckt.

In einem gewissen Zusammenhange mit der Gründung des Lehrstuhls und Instituts für Lichttechnik steht die Gründung der Lichttechnischen Gesellschaft in Karlsruhe. Sie erfolgte am 22. Februar 1921, nachdem der Direktor des Lichttechnischen Instituts in einem Vortrage[2]) die Aufgaben der Lichttechnik geschildert hatte. Die Tätigkeit der Lichttechnischen Gesellschaft bildet insofern eine wertvolle Ergänzung der durch den Lehrstuhl und das Institut verfolgten Bestrebungen, als sie die Lichttechnik in vereinsartiger Arbeit pflegt und das Interesse dafür in weitere Kreise zu tragen bestrebt ist.



Abb. 12. Turm im Innern.

[1]) Elektrotechn. Zeitschr. vom 28. September 1922 (Heft 39), S. 1215; Zeitschr. f. techn. Physik 3 (1922), 333; „Elektrische Kraftbetriebe und Bahnen" vom 24. Okt. 1922 (Heft 20), S. 236; „Licht u. Lampe" vom 7. Sept. 1922 (Heft 18), S. 424; „Deutsche Optische Wochenschrift" vom 17. Sept. 1922 (Nr. 38) S. 717; „Elektrotechnik und Maschinenbau" vom 24. Sept. 1922 (Heft 39), S. 213.

[2]) Zeitschr. des Vereines deutscher Ingenieure, Jahrg. 1921, Nr. 17, S. 435.

(Eingegangen am 19. April 1924.)

Originalmitteilungen.

Über einige Aufgaben der Farbenlehre.*)

Von J. von Kries,

Mitglied des Kuratoriums des Lichttechnischen Instituts der Technischen Hochschule zu Karlsruhe.

Wenn bei der feierlichen Eröffnung eines der Lichttechnik gewidmeten Instituts ein Vertreter der Sinnesphysiologie zu Worte kommt, so drückt sich darin ein Zusammenhang zweier Gedanken- und Aufgabenkreise aus, die auf den ersten Blick weit auseinander zu liegen scheinen. Freilich lehrt schon eine einfache und allgemeine Erwägung, daß ein solcher Zusammenhang doch bestehen muß. Denn wo überhaupt ein wissenschaftlicher Betrieb nach praktischen Gesichtspunkten orientiert wird, werden seine Bestrebungen auf menschliche Wohlfahrt und die Befriedigung menschlicher Bedürfnisse gerichtet sein, ihre genauere Bestimmung daher nach Verhältnissen des menschlichen Organismus erhalten. So wird der Agrikulturchemiker Ziele und Aufgaben seiner Untersuchung in letzter Instanz nach den Erfordernissen menschlicher Ernährung bestimmen. So werden für den Lichttechniker alle mit dem Licht zusammenhängenden biologischen Funktionen, vor allem also der Gesichtssinn maßgebend sein. Wenn nun gerade hier besonderer Anlaß besteht, eine solche

*) Die nachstehende Abhandlung war ursprünglich für eine Festschrift bestimmt, die aus Anlaß der Eröffnung des Lichttechnischen Instituts an der Technischen Hochschule zu Karlsruhe erscheinen sollte. Da es zur Herausgabe einer solchen Festschrift schließlich nicht kam, so erscheint die Arbeit nunmehr an dieser Stelle. Aus dem Text die Wendungen zu beseitigen, die auf den ursprünglichen Zweck hinweisen, ist mir nicht als erforderlich erschienen. v. K.

Fühlung zu suchen, so hängt das damit zusammen, daß gerade dieser Sinn besonders reichhaltige und eigenartige Verhältnisse darbietet. Sprechen wir von Sehen und Wahrnehmen, von Licht und Farbe, von Beleuchtung und Abbildung, so werden wir sogleich inne, wie hier physikalische und chemische, physiologische und psychologische Tatsachen ineinandergreifen. Diese Fülle der Beziehungen ist es, die die physiologische Optik besonders reizvoll und anziehend macht. Aber es ist damit doch auch eine gewisse Gefahr verbunden. Denn nicht immer ist es leicht, die verschiedenen sich hier bietenden Aufgaben reinlich auseinander zu halten. Auch dem Laien ist die Frage geläufig, ob ein Gegenstand rein weiß sei, ob ein Grün ins Gelbliche oder Bläuliche ziehe, ob dem Gelb an sich etwas Helles, dem Blau etwas Dunkles eigen sei, ob auch im Schwarz eine Farbe oder vielmehr das Fehlen jeder Farbe erblickt werden müsse u. dgl. Daß solche Fragen in recht verschiedenem Sinne genommen werden können, und daß daher eine klärende Feststellung ihrer Bedeutung vielfach erforderlich wird, ist bekannt. Daß aber eine solche Klärung bis jetzt nicht in dem Maß gelungen ist, wie man es wünschen könnte, das beweist wohl am einfachsten die Tatsache, daß es immer wieder von Neuem für notwendig erachtet und auch der Versuch gemacht wird, die „Farbenlehre" von Grund auf neu zu erbauen, wobei denn der größte Teil dessen, was früher angenommen und gelehrt wurde, wenn nicht als unrichtig bestritten, doch als bedeutungslos an die Seite geschoben zu werden pflegt. Tatsächlich werden wir denn auch, wenn wir überdenken, was einer Farbenlehre im weitesten Sinne zugerechnet werden kann, auf eine große Zahl verschiedener Aufgaben geführt, deren genaue Festlegung und Abgrenzung nicht immer leicht ist und daher auch gegenwärtig eines gewissen Interesses nicht ermangelt. Einige dieser Aufgaben in kurzem Überblick zusammenzustellen, die einzelnen nach Sinn und Bedeutung zu charakterisieren, zugleich auch darzulegen, nach welchen Methoden sie in Angriff genommen werden können, wieweit sie zurzeit gelöst sind und wieweit sie eine restlose Lösung überhaupt gestatten: das ist es, was ich in den nachstehenden Blättern versuchen möchte.

I.

Als die einfachste Aufgabe möchte ich die voranstellen, die objektiv-physikalische Natur der als Licht bezeichneten Vorgänge, sowie die Gesetze, nach denen diese Vorgänge sich abspielen, zu ermitteln. Es wird, wie ich hoffe, keinem Widerspruch begegnen, wenn ich diese Aufgabe als eine im wesentlichen gelöste und erledigte bezeichne. Freilich, die fließende Natur alles menschlichen Wissens hat sich auch in dem Wandel unserer Grundanschauungen vom Wesen des Lichts bestätigt, und es wird das vielleicht noch weiterhin der Fall sein. Indessen kann man doch unbestritten sagen, daß auf dem Boden der Undulationstheorie ein klassisches Lehrgebäude aufgerichtet worden ist, das es ermöglicht, einen annähernd fest bestimmten Kreis von Erscheinungen in völlig befriedigender Weise nach seiner Gesetzmäßigkeit zu übersehen und zu beherrschen. Die Gesetze der Ausbreitung des Lichts, insbesondere der Brechung, Spiegelung, Abbildung usw., können im wesentlichen als bekannt gelten. Ebenso ist die Zusammensetzung des Lichts aus Teilen, die wir nach ihrer Wellenlänge charakterisieren und zufolge ihrer ungleichen Brechbarkeit voneinander trennen können usw. ein erschöpfend durchgearbeitetes Gebiet. Und auch die quantitativen Verhältnisse sind uns durch die Ausbildung der photometrischen Verfahren erkennbar und durch die Ermittelung einer Reihe von Gesetzmäßigkeiten im wesentlichen verständlich geworden. Auf einen unsicheren Boden und zu Aufgaben, denen noch gegenwärtig die lebhafteste Arbeit gewidmet wird, kommen wir erst, wenn es sich (wie bei den Strahlungsgesetzen) um die Entstehung des Lichts aus anderen Energieformen oder (wie bei der Photochemie) um seine Umwandlung in solche handelt.

II.

Die nächste ins Auge zu fassende Aufgabe ist bereits eine physiologische; sie besteht darin, anzugeben, welche Empfindung durch jede Art von Licht erregt wird. Sie erhält ihre genauere Bestimmung durch die grundlegende Tatsache, daß nicht jedes nach seiner Wellenlänge definierte Licht eine bestimmte, nur ihm eigentümliche Empfindung hervorruft, sondern in größtem Umfang objektiv verschiedene Lichter und Lichtgemische genau die nämliche Empfindung erzeugen können. Die wichtigsten hierher gehörigen Tatsachen sind, wie bekannt, schon von Newton gefunden worden. Eine Reihe von Sätzen, die diese Erscheinungen in allgemeiner Weise charakterisieren, ist dann namentlich von Graßmann formuliert worden; sie sind es, die gewöhnlich schlechtweg als die Gesetze der Lichtmischung bezeichnet werden. Sie finden einen besonders einfachen Ausdruck in der auch von Newton schon benutzten, dann von Graßmann und Helmholtz des genaueren theoretisch durchgearbeiteten, nach der sog. Schwerpunktkonstruktion entworfenen Farbentafel, deren Prinzipien und Bedeutung ich an dieser Stelle als bekannt voraussetzen darf.[1]) — Die Richtigkeit der Graßmannschen Sätze fand Helmholtz in ausgedehnten Untersuchungen bestätigt. In speziel-

lerer Weise wurden die Erscheinungen der Lichtmischung zunächst für eine Anzahl besonderer Fälle festgestellt. Dahin gehört vor allem die Ermittelung der komplementären Farbenpaare (Helmholtz, v. Frey und v. Kries, Angier und Trendelenburg)[2]), ferner die Aufsuchung der Mischungsgleichungen für das langwellige Ende des Spektrums[3]), vor allem endlich diejenige systematische Durchprüfung des ganzen Spektrums, die wir jetzt als eine Eichung des Spektrums zu bezeichnen pflegen. Sie besteht darin, daß für drei zweckmäßig gewählte Eichlichter, am besten ein rotes, ein grünes und ein blaues, diejenigen Mengen ermittelt werden, in denen sie gemischt werden müssen, um mit allen möglichen reinen Lichtern (die in passender Zahl und passenden Abständen gewählt werden) eine Mischungsgleichung zu geben. Dabei werden als Maßeinheiten diejenigen Stärken gewählt, mit denen die Lichter in einem Spektrum von bestimmter Art (prismatisches, Interferenzspektrum, Spektrum mit gleicher Energieverteilung) eines bestimmten gemischten Lichts vorhanden sind. Solche Eichungen des Spektrums sind zuerst von König, später von mir durchgeführt worden.[4])

Gleich hier sei erwähnt, daß die Königschen Ergebnisse von den meinigen nicht unerheblich abweichen, was seinen Grund in alsbald zu erwähnenden Umständen findet.

Es schien eine Zeitlang, daß auch die hier in Rede stehende Aufgabe durch die erwähnten allgemeinen Sätze und die daran anknüpfenden speziellen Bestimmungen in einer völlig befriedigenden und abschließenden Weise gelöst sei. Namentlich wurde angenommen (was in den Graßmannschen Sätzen eingeschlossen ist), daß, wenn zwei objektiv ungleiche Lichter oder Lichtgemische gleich aussehen, diese Gleichheit auch bestehen bleibe, wenn die Stärken aller Lichter proportional vermehrt oder vermindert werden. Auch in einem ganz anderen Sinne aber glaubte man jenen Regeln eine sehr allgemeine Bedeutung zuschreiben zu dürfen. Es wurde, freilich ohne besonders darauf gerichtete Beobachtungen, angenommen und wohl stillschweigend als selbstverständlich vorausgesetzt, daß das Gleicherscheinen von Lichtern oder Lichtgemischen auch von dem Zustande des Sehorgans selbst, seiner — sei es örtlichen, sei es allgemeinen — Ermüdung oder Umstimmung unabhängig sei, daß also, wenn zwei Lichter oder Lichtgemische bei irgendeinem Zustande des Sehorgans gleich aussehen, dies auch bei beliebigen anderen Zuständen zutrifft.

Es hat sich dann aber gegen Ende des vorigen Jahrhunderts herausgestellt, daß jene Regeln einer sehr wichtigen, allerdings auch sehr einfachen Ergänzung bedürfen, die gerade mit diesen beiden soeben erwähnten Verhältnissen zusammenhängt. A. König[5]) fand, daß vielfach die bei hohen absoluten Lichtstärken und helladaptiertem Auge geltenden Gleichheitsbeziehungen bei proportionaler Verminderung aller Lichter, wobei das Auge zugleich dunkeladaptiert wird, nicht mehr zutreffen. Während diese Unterschiede für normale Augen verhältnismäßig geringfügig sind, erreichen sie enorme Grade bei gewissen Arten der partiellen Farbenblindheit. In systematischer Weise wurden diese Erscheinungen später namentlich von Nagel und mir durchgeprüft.[6])

Für den sog. Deuteranopen (den Grünblinden nach älterer Bezeichnung) erscheint z. B. ein reines Blaugrün, etwa von der Wellenlänge 495 $\mu\mu$ farblos, ebenso auch eine Mischung aus Rot und Blau. Werden die Intensitätsverhältnisse des reinen Lichts und der Mischung so gewählt, daß sie bei hohen Intensitäten genau gleich aussehen, so erscheint bei proportionaler Verminderung aller Lichter das reine Licht etwa 6 bis 7fach heller als das Gemisch. Die gewaltigsten Unterschiede findet man beim Vergleich reiner roter Lichter mit grüngelben. Bei hohen Intensitäten geben die letzteren bis zu Wellenlängen von etwa 544 $\mu\mu$ mit langwelligem Rot noch genau zutreffende Gleichungen. Bei proportionaler Verminderung und Dunkeladaptation des Auges erscheint das kurzwellige Licht 100- und noch mehrfach heller als das langwellige. Ähnliches gilt, wie später festgestellt wurde, auch für die Randpartien der Netzhaut, die in gewissem Sinne total farbenblind genannt werden können. Für zwei ungleichartige Lichterpaare, die dort beim Tagessehen gleich erscheinen, verschiebt sich das Helligkeitsverhältnis sehr stark zugunsten des kürzerwelligen, wenn wir zum „Dämmerungssehen" übergehen.[7]) Ich habe nun gezeigt, daß die gesamten Erscheinungen einfach verständlich werden, wenn wir annehmen, daß das Sehorgan aus zwei Bestandteilen zusammengesetzt ist, die in ihrer Funktionsweise, namentlich auch in der Art, wie sie durch das einwirkende Licht in Tätigkeit gebracht werden, verschieden sind, und deren Tätigkeiten in einer nach den absoluten Lichtstärken und dem Adaptionszustande wechselnden Weise ineinandergreifen. Der eine, bei hohen Lichtstärken und helladaptiertem Auge, unter den Bedingungen des „Tagessehens" allein oder doch überwiegend funktionierend, ist charakterisiert durch seine Befähigung zur Erkennung und Unterscheidung von Farben und durch seine relativ hohe Empfindlichkeit gegen langwelliges Licht (Rotsensibilisierung); der andere, bei geringem Licht und dunkeladaptiertem Auge, dem „Dämmerungssehen" allein funktionierend ist nur zur Wahrnehmung farbloser Helligkeit befähigt und entbehrt der Rotsensibilisierung, so daß die Wirkung auf ihn erst bei Wellenlängen von etwa 650 $\mu\mu$ merklich wird und im prismatischen

Spektrum des Tageslichts etwa bei 540 $\mu\mu$ ihren Höchstwert erreicht. Dieser letztere ist es nun, dessen Empfindlichkeit in außerordentlich weiten Grenzen veränderlich ist, während das für den anderen Bestandteil nur in weit geringerem Maße der Fall ist. So tritt nach längerem Aufenthalt im Hellen die Tätigkeit des zweiten Bestandteils gegenüber der des ersten sehr zurück, ja sie kann unter geeigneten Bedingungen wohl ganz unmerklich werden. Bei längerem Dunkelaufenthalt dagegen tritt der zweite Bestandteil immer mehr in den Vordergrund; ja er kommt sogar ganz ausschließlich ins Spiel, wenn die Lichter unter den relativ beträchtlichen für den ersteren geltenden Schwellenwert gesunken sind und damit dieser ganz ausgeschaltet ist. Diese als Duplizitätstheorie[8]) bezeichnete Annahme erklärt zunächst die seit langer Zeit bekannte und mit dem Namen des „Purkinjeschen Phänomens" bezeichnete Erscheinung. Dies besteht bekanntlich darin, daß, wenn zwei ungleichfarbige Lichter bei hoher Lichtstärke und helladaptiertem Auge etwa den Eindruck gleicher Helligkeit machen, bei proportional sinkender Lichtstärke und zunehmender Dunkelanpassung des Auges die Helligkeitsverhältnisse sich zugunsten des kurzwelligen Lichtes verschieben. Dies beruht darauf, daß bei dieser Veränderung der gegen die langwelligen Lichter relativ empfindlichere Bestandteil immer weniger, der andere gegen die kurzwelligen Lichter relativ empfindlichere immer mehr am Sehen beteiligt ist. So erklärt sich aber namentlich auch die Gruppe von Tatsachens, von der hier ausgegangen wurde, daß Lichtgemische, die unter den Bedingungen des Tagessehens (hohe absolute Lichtstärken, helladaptiertes Auge) genau gleich aussehen, beim Dämmerungssehn völlig ungleich werden, daß Lichter „tagesgleich" aber nicht „dämmerungsgleich" (und umgekehrt) sein können.[9]) Von diesen Tatsachengruppen ist die letzterwähnte, daß Lichtgemische, die unter gewissen Bedingungen vollkommen gleich aussehen, unter anderen Bedingungen ungleich erscheinen können, die theoretisch interessantere und bedeutungsvollere. Praktisch ist sie aber nicht von sehr großem Belang, da diese Abweichungen, wie erwähnt, für normale Augen nicht sehr erhebliche Beträge erreichen. Dagegen ist das Purkinjesche Phänomen, die Erscheinung, daß ungleichfarbige Lichter durch die entsprechende Änderung der Bedingungen ihr Helligkeitsverhältnis verschieben, ungemein auffällig und demgemäß ja auch seit lange bekannt und viel beachtet. Es war aber, da hier die Komplikation einer Helligkeitsvergleichung verschiedenfarbiger Lichter sich einmischt, nicht leicht zu deuten und gab für eine befriedigende Erklärung keinen Anhalt. Dieser wurde vielmehr durch die erstere Gruppe von Erscheinungen gegeben. — Von den sehr zahlreichen Tatsachen, die der Duplizitätstheorie zur Stütze dienen, erwähne ich hier nur zwei, die auch im gegenwärtigen Zusammenhang von Bedeutung sind. Die eine besteht darin, daß von den beiden Gebilden, die die lichtempfindliche Schicht der Netzhaut enthält, in einer, wie es scheint ganz strengen Funktionsteilung, die einen, die Zapfen, dem Tagessehen, die anderen, die Stäbchen, dem Dämmerungssehen dienen. An der Stelle des deutlichsten Sehens sind in einem kleinen Bezirk (von etwa 1,5 Grad Durchmesser) nur die ersteren vorhanden, während die Stäbchen fehlen. Hier ist denn auch die Funktionsweise eine ganz einheitliche. Die als Adaptation bezeichneten Stimmungsänderungen sind hier nur von geringem Umfange; auch bei langem Dunkelaufenthalt bleibt die Empfindlichkeit dieses Bezirks gering, so daß kleine lichtschwache Gegenstände bei direkter Fixation verschwinden; und die gesamten Änderungen der Sehweise, die den Übergang zum Dämmerungssehen charakterisieren (Purkinjesches Phänomen usw.), sind hier nicht zu beobachten; namentlich bleiben gleichaussehende Lichtgemische auch bei proportionaler Abschwächung und Dunkeladaptation gleich. — Die zweite Tatsache ist die, daß die Funktion der Stäbchen streng an den in ihnen enthaltenen lichtempfindlichen Körper, den Sehpurpur, geknüpft zu sein scheint. Die gewaltigen Änderungen der Empfindlichkeit, die wir gerade dem beim Dämmerungssehen beteiligten Bestandteil zuschreiben müssen, gehen der Anreicherung an diesem Körper, die im Dunkelaufenthalt, der Verarmung daran, die im Hellen stattfindet, parallel. Überdies aber finden wir, daß die Befähigung der verschiedenen Lichtarten, das Sehorgan unter den Bedingungen des Dämmerungssehens zu erregen, und die objektiv feststellbare Befähigung, den Sehpurpur zu zersetzen, in genau der nämlichen Weise von der Wellenlänge abhängt: die Kurven, die die Verteilung der „Dämmerungswerte" und der Bleichungswerte im Spektrum darstellen, fallen mit größter Annäherung zusammen, wie das in meinem Institut von Trendelenburg[10]) festgestellt worden ist.

Durch die erwähnten Tatsachen sind nun die Verhältnisse für die uns beschäftigende Aufgabe mehr oder weniger verschoben. In einer ganz allgemeinen, sowohl für das Tages- wie für das Dämmerungssehen zutreffenden Weise kann sie überhaupt nicht gelöst werden. Die Gleichheitsbeziehungen zweier Lichter können vielmehr je nach der absoluten Intensität der Lichter und je nach dem Zustand des Sehorgans von einem bis zu einem entgegengesetzten Extrem schwanken. Zu einer relativ befriedigenden und jedenfalls wohl der zweckmäßigsten Lösung gelangen wir jedoch, wenn wir die Verhältnisse für die beiden extremen

Fälle, reines Tages- und reines Dämmerungssehen, feststellen. — Was den ersteren Punkt anlangt, so können wir davon ausgehen, daß die älteren Untersuchungen, da sie in der Regel mit hohen Lichtstärken ausgeführt wurden, annähernd den Verhältnissen des Tagessehens entsprechen. Doch ist das keineswegs genau der Fall. Und demgemäß ist denn bei den späteren, in meinem Institut ausgeführten Untersuchungen Bedacht darauf genommen worden, durch besondere Vorsichtsmaßregeln, Helladaption, hohe Lichtstärken und kleine Gesichtsfelder, ein reines Tagessehen zu gewährleisten. Von den so erhaltenen Ergebnissen sind dann die der älteren Untersuchungen in manchen Hinsichten doch erheblich verschieden. Hierher gehören namentlich, wie das vorhin schon angedeutet wurde, die Königschen Eichungen des Spektrums. Es ist also zu beachten, daß wir nur den neueren Untersuchungen, die einem extremen Tagessehen entsprechen, nicht aber jenen, bei denen eine nicht genauer definierbare Mischung beider Sehweisen statt hat, eine ganz feste Bedeutung zuschreiben dürfen.[11]) — An zweiter Stelle sind die Wirkungen des Lichtes auf den dem Dämmerungssehen dienenden Bestandteil zu ermitteln. Diese Aufgabe ist natürlich eine weit einfachere. Da hier die Empfindung durchweg farblos ist, so haben wir nur festzustellen, in welcher Weise die Stärke der Wirkung von der Wellenlänge des einwirkenden Lichtes abhängt. Analog der vorhin für den farbentüchtigen Bestandteil des Sehorgans erwähnten Darstellung ist auch hier die Verteilung der „Dämmerungswerte" in einem bestimmten Spektrum ermittelt worden, aus der sich am einfachsten entnehmen läßt, in welchen Intensitätsverhältnissen zwei beliebige Lichter unter den Bedingungen des Dämmerungssehens gleich erscheinen. Diese Verteilung der Dämmerungswerte ist in sehr zahlreichen Untersuchungen mit immer sehr gut übereinstimmenden Ergebnissen festgestellt worden.[12])

III.

Eine Aufgabe, die sich nicht auf die Ermittelung bestimmter Tatsachen, sondern auf die Schaffung einer Methode richtet, ist diejenige, die ich als eine physikalische Definition der sichtbaren Körperfarben bezeichnen will. Ich verstehe darunter die Angabe eines physikalisch definierten Lichtgemisches, das ebenso aussieht wie das von einem Körper zurückgeworfene Lichtgemisch.[13]) Da es unbegrenzt viele physikalisch verschiedene Lichter gibt, die dieser Anforderung entsprechen, die Aufgabe also unbegrenzt viele Lösungen zuläßt, so können wir sie des genaueren durch den Zusatz festlegen, daß ein möglichst einfach physikalisch definiertes Lichtgemisch angegeben werden soll, das jener Forderung entspricht. Weiter ist ja nun zu beachten, daß das von einem bestimmten Körper zurückgeworfene Lichtgemisch sich zum Teil durch dessen Oberflächenbeschaffenheit, zum Teil aber auch durch das ihn treffende Licht, durch die jeweilige Beleuchtung bestimmt. Diesem Umstande tragen wir am einfachsten Rechnung, wenn wir auch das gleichaussehende physikalisch zu definierende Lichtgemisch in Bruchteilen des Beleuchtungslichts ausdrücken. Wir können so zu einer Beziehung gelangen, die wenigstens mit Annäherung innerhalb ziemlich weiter Grenzen gültig sein wird. Denn mit zunehmender Beleuchtung werden die beiden gleich aussehenden Gemische (das von dem betreffenden Körper zurückgeworfene und das ihm gleiche physikalisch definierte) sich in allen Teilen proportional ändern. Die Gleichheit wird also bestehen bleiben, solange die Verhältnisse eines reinen Tagessehens gegeben sind und, entsprechend dem vorhin Gesagten, sich auch dann nicht sehr erheblich ändern, wenn das nicht mehr ganz streng zutrifft.

Offenbar ist diese Aufgabe von einer gewissen praktischen Bedeutung. Sind wir im Besitze eines Verfahrens, das der gestellten Forderung entspricht, so werden wir damit in der Lage sein, die Farben bestimmter, sei es in der Natur vorkommender, sei es auch von uns selbst hergestellter Gegenstände in einer Weise festzulegen, die es jeden Augenblick möglich macht, sie wieder herzustellen und aufzuzeigen, sie mit andern zu vergleichen usw. Für die Lösung dieser Aufgabe bietet sich ein Weg, der durch die Einfachheit seines Prinzips und die relativ leichte Durchführbarkeit des Verfahrens sich auszeichnet. Wir knüpfen, um ihn darzulegen, an die bekannte Konstruktion der Farbentafel an. Die Abb. 1

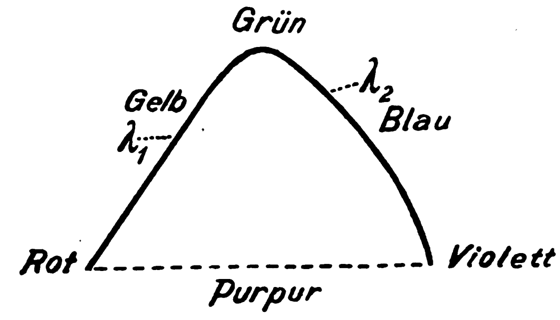


Abb. 1. Schematische Skizze der Farbentafel.

möge eine solche veranschaulichen, so daß also die reinen Lichter mit ihren allmählich abnehmenden Wellenlängen auf der gekrümmten von R nach V führenden Umrißlinie angeordnet sind, während in der diese Punkte verbindenden Geraden die Purpurtöne ihren Platz finden. Beliebige Gemische werden dabei so dargestellt, daß

die Stärke, mit der jedes Licht vertreten ist, als die an dem betreffenden Teil der Umrißlinie angebrachte Belastung gedacht wird. So würde namentlich auch das ganze gemischte Beleuchtungslicht als eine bestimmte Massenverteilung längs der ganzen Umrißlinie zu denken sein. Aber auch das von einem Körper zurückgeworfene Licht wäre durch eine solche Massenverteilung darzustellen, die natürlich von der des Beleuchtungslichtes mehr oder weniger verschieden sein kann. Gemäß der bekannten allgemeinen Bedeutung der Tafelkonstruktion findet ja nun zunächst jedes beliebige Gemisch seine Darstellung in einem bestimmten im Innern der Tafel gelegenen Punkte, demjenigen nämlich, der sich bei der erwähnten Darstellung der Lichtstärken durch Massen als Schwerpunkt ergibt. Und gemäß den physiologischen Tatsachen, die der Konstruktion zugrunde liegen, sind alle Lichtgemische, die in demselben Punkt der Tafel dargestellt sind, von „gleicher Reizart", d. h. sie erscheinen bei einem bestimmten Verhältnis ihrer Intensitäten gleich.

Einfache Überlegungen lehren nun[14]), daß bei einer bestimmten Massenverteilung in der Umrißlinie jedem Punkt P im Innern der Tafel ein bestimmtes durch seine Grenzpunkte λ_1 und λ_2 festgelegtes Stück der Umrißlinie entspricht, das ihn als Schwerpunkt ergibt. Dabei ist jedoch folgendes zu beachten. Es kann entweder das im gewöhnlichen Sinn zwischen λ_1 und λ_2 eingeschlossene Stück der Umrißlinie sein, was jener Forderung, P als Schwerpunkt zu ergeben, genügt; es kann jedoch auch das Stück sein, welches auf dem anderen Wege, unter Einbeziehung der die Purpurtöne darstellenden Geraden RV von λ_1 nach λ_2 führt. Im letzteren Falle können wir auch sagen, daß die Summe zweier Stücke P als Schwerpunkt ergibt, eines, das vom langwelligen Ende bis λ_1, und eines, das von λ_2 bis zum kurzwelligen Ende des Spektrums führt. Wir wollen diese Fälle symbolisch mit $\lambda_1 r \lambda_2$ und mit $\lambda_1 i \lambda_2$ bezeichnen, um mit den Buchstaben r und i die im einen Falle durchweg reale, im andern die fingierte Natur jenes Überganges anzudeuten.

Der erstere Fall würde den „Mittelfarben", der zweite den „Mittelfehlfarben" in der Bezeichnung Schrödingers entsprechen, von denen die letzteren als Grenzfall, indem das eine oder das andere Stück gleich Null wird, auch Schrödingers „Langend- oder Kurzendfarben" umfassen würde.

Wenn wir diese Tatsache nach Maßgabe der der Tafelkonstruktion eigenen Bedeutung interpretieren, so besagt sie, daß das von einem Körper zurückgeworfene Lichtgemisch von der gleichen Reizart ist, wie wenn er alle Lichter, deren Wellenlängen zwischen λ_1 und λ_2 liegen, oder aber alle, deren Wellenlängen größer als λ_1 und kleiner als λ_2 sind, in dem vollen Betrage, mit dem sie im Beleuchtungslicht vorhanden sind, alle übrigen Lichter aber gar nicht zurückwürfe. Die Körperfarbe ist also einem symbolisch durch die Formel $\lambda_1 r \lambda_2$ oder $\lambda_1 i \lambda_2$ zu bezeichnenden Lichtgemisch an Reizart gleich. Um sie nicht bloß der Reizart nach, sondern vollständig zu definieren, haben wir diese Formel noch durch einen Koeffizienten zu ergänzen, den wir mit α bezeichnen wollen und der, wie die Untersuchungen von Herrn Schrödinger zeigen[14]), stets kleiner als 1 sein muß. Das der Körperfarbe gleich aussehende Gemisch wäre also symbolisch durch die Formel $\alpha(\lambda_1 r \lambda_2)$ oder $\alpha(\lambda_1 i \lambda_2)$ darzustellen. In Worten können wir sagen: Jeder Körper sieht so aus, als ob er von den Anteilen des Beleuchtungslichtes, deren Wellenlängen zwischen λ_1 und λ_2 liegen, oder aber von denjenigen, deren Wellenlängen größer als λ_1 bzw. kleiner als λ_2 sind, den gleichen Bruchteil, von allen andern Lichtern aber gar nichts zurückwürfe.

Das im Obigen skizzierte Verfahren ist im Anschluß an bereits eingebürgerte Verfahrungsweisen verhältnismäßig leicht durchführbar. Nach einem wohl zuerst von Maxwell, jetzt in der physiologischen Optik ganz überwiegend benutzten Prinzip[15]) erzeugt man mittels Spalt, Kollimatorlinse, Prisma und Objektivlinse ein reelles Spektrum, läßt dieses aber nicht in der bei den gewöhnlichen Spektralapparaten üblichen Weise betrachten; es fällt vielmehr auf einen undurchsichtigen mit einem schmalen Okularspalt versehenen Schirm. Bringt der Beobachter sein Auge unmittelbar hinter diesen Okularspalt, so sieht er eine an der Objektivlinse angebrachte Blende mit demjenigen Licht erleuchtet, das der Okularspalt durchtreten läßt. Benutzt man statt des einen Objektivspaltes deren zwei, so erhält man zwei gegeneinander verschobene Spektren, und der Beobachter sieht eine Mischung der beiden Lichter, die der Okularspalt aus dem einen und anderen herausschneidet. Für den gegenwärtigen Zweck würde der Objektivspalt durch eine oder zwei lichtaussendende Flächen von wechselnder Breite und Lage zu ersetzen sein.[16])

IV.

Der Aufgabe einer physikalischen Definition beliebiger Körperfarben steht die andere nicht fern, über die Gesamtheit aller möglichen Körperfarben eine geordnete Übersicht zu geben. Auch hier sind natürlich die sichtbaren Körperfarben gemeint, so daß alle zwar physikalisch verschiedenen aber gleich aussehenden als die nämlichen zu betrachten sein würden. Da die Ge-



samtheit der Körperfarben nichts anderes bedeutet als die Gesamtheit der ungleich aussehenden Lichtgemische, die bei einer bestimmten Beleuchtung durch die auswählende Zurückwerfung an den verschiedenen Körpern entstehen können, so berührt sich die Aufgabe mit der in der physiologischen Optik seit langer Zeit geläufigen, die Gesamtheit aller ungleich aussehenden Lichtgemische oder auch wohl aller überhaupt möglichen optischen Empfindungen in passender Weise darzustellen. Es sei hier daran erinnert, daß diese Aufgabe (wenn auch mit gewissen sehr wesentlichen Einschränkungen, auf die hier nicht eingegangen zu werden braucht) in der Form der Konstruktion eines Farbenkörpers gelöst worden ist, indem man, wiederum von der bekannten Konstruktion der Farbentafel ausgehend, die in ihr nicht zur Anschauung kommenden absoluten Intensitäten durch eine Erstreckung senkrecht auf die Tafelebene zur Darstellung bringt. Man muß nun zuvörderst beachten, daß ein solcher Farbenkörper in der Richtung der abnehmenden Lichtstärken durch den Nullwert des absoluten Schwarz seine feste Begrenzung findet, in der Richtung der zunehmenden dagegen, da wir uns die Lichtstärken unbegrenzt gesteigert denken können, keinen bestimmten Abschluß besitzt. Wollen wir dagegen die Gesamtheit der Körperfarben darstellen, so findet der hierzu geeignete Farbenkörper auch in dieser Richtung seine bestimmte Begrenzung. Sie ist namentlich für die farblosen Lichtgemische durch das ideale Weiß gegeben, bei dem das auftreffende Licht in allen seinen Teilen vollständig ohne Verlust zurückgeworfen würde. Ein Gebilde also, das die Gesamtheit der Körperfarben veranschaulicht, wird in eine diesem idealen Weiß entsprechende Spitze auslaufen. Aber auch über allen anderen Teilen der Tafel wird es sich bis zu einer bestimmten nicht ohne weiteres übersehbaren Höhe erstrecken. — Weiter ist hier daran zu erinnern, daß die Form einer Farbentafel durch die allgemeinen Prinzipien, denen sie folgt und durch die tatsächlichen, mit der Einrichtung des Sehorgans gegebenen Mischungsbeziehungen nicht vollständig bestimmt, sondern in gewissen Hinsichten willkürlich ist. Wir können für drei Lichter den Ort in der Tafel nach Belieben wählen, und wir können auch für drei Lichter die Masseneinheiten beliebig festsetzen. Es ist endlich auch nicht unbedingt erforderlich, die Stärkeabstufungen gerade durch die auf der Tafel senkrechte Richtung darzustellen. Für die Anordnung ergeben sich also eine Fülle verschiedener Möglichkeiten, die unter dem einen oder anderen Gesichtspunkt mehr oder weniger geeignet sein können.

Neuerdings ist von Ostwald[17]) eine Ordnung der Körperfarben wenigstens in der Hauptsache auf anderer Grundlage vorgeschlagen und in Angriff genommen worden. Er gelangt dabei zu einer Gruppierung, die sich durch ein hohes Maß von Übersichtlichkeit und Anschaulichkeit auszeichnet und daher in manchem Betracht als eine besonders glückliche bezeichnet werden darf. Sie besteht darin, daß die Abstufungen jeder einzelnen „reinen Farbe“ gegen Schwarz und Weiß in einer Ebene dargestellt werden. Die reine Farbe selbst, ebenso Schwarz und Weiß werden dabei an die Ecken eines gleichseitigen Dreiecks gelegt. und wir erhalten so diejenigen Farben zusammengestellt, denen der wissenschaftliche Sprachgebrauch denselben „Farbenton“ zuschreibt, und die auch dem allgemeinen Bewußtsein als die Sättigungs- und Helligkeitsabstufungen derselben Farbe geläufig sind. Der Ort jeder einzelnen Farbe innerhalb jenes Dreiecks ergibt sich nach Grundsätzen, die der Schwerpunktskonstruktion ganz ähnlich sind. Denken wir uns ferner für eine passende Anzahl reiner Farben solche Dreiecke konstruiert, so erhalten wir die Gesamtheit aller möglichen Körperfarben durch eine Anzahl derartiger Dreiecke dargestellt. Wenn wir aber das Weiß und Schwarz für alle zusammenfallen lassen, die reinen Farben aber auf einen Kreis anordnen, so erhalten wir die Gesamtheit der Farben in der Form eines kreisförmigen Doppelkegels, dessen Basis in ihren Umrißlinien die reinen Farben enthalten würde, während die eine Spitze dem Weiß, die andere dem Schwarz entspricht. Unzweifelhaft ist hier ein Prinzip der Anordnung gefunden, das sehr zweckmäßig ist, namentlich wenn man sich, wie es Ostwald getan hat, die weitere Aufgabe stellt, die Gesamtheit der Körperfarben in tatsächlich ausgeführten Mustern zur Anschauung und zum Gebrauch zu bringen. Auf gewisse Punkte, in denen auch das Ostwaldsche Prinzip nicht restlos zu befriedigen vermag, sondern auf Schwierigkeiten führt, habe ich schon vor mehreren Jahren hingewiesen[18]). Sie hängen namentlich mit dem Begriff der „reinen Farben“ zusammen. und ich kann nicht finden, daß diese Schwierigkeiten durch die später von O. in dieser Hinsicht getroffenen Festlegungen beseitigt wären. Darauf des genaueren einzugehen ist hier nicht der Ort. Es mag genügen hier anzuführen, daß bei der von Ostwald getroffenen Festsetzung über die reinen Farben seine Darstellung die möglichen Körperfarben jedenfalls nicht ganz erschöpfend umfaßt, daß es aber wahrscheinlich auch überhaupt nicht möglich ist eine ganz erschöpfende Darstellung in einer ähnlich einfachen und eleganten Weise zu geben.[19]) Dagegen ist es wohl am Platze darauf hinzuweisen, daß in dem Ostwaldschen Grundgedanken und den darauf aufgebauten Verfahrungsweisen zwar die Lösung einer ganz bestimmten Aufgabe zu erblicken ist, daß aber vorderhand

wohl kaum eine Berechtigung besteht, ihnen eine darüber hinausgehende Bedeutung zuzuschreiben. Ob sie uns einen Einblick in feinere psychologische Zusammenhänge der Farben eröffnen, denen etwa eine ästhetische Bedeutung zukommt, muß ich dahingestellt lassen. In physiologischer Hinsicht stützen sie sich auf die wohlbekannten Gesetze der Lichtmischung. Daß sie unsere Vorstellungen über Einrichtung und Funktionsweise des Sehorgans in entscheidender Weise geklärt, bereichert oder berichtigt hätten, kann man nicht behaupten. Ich würde daher auch Bedenken tragen, hier von einer neuen Farbenlehre oder auch nur dem Versuch einer solchen zu sprechen. Zutreffender wäre wohl, das, was die Ostwaldschen Darlegungen uns geben, als eine glückliche Systematisierung der Körperfarben zu bezeichnen.

Die Ostwaldsche Ordnung der Körperfarben und insbesondere die systematische Herstellung von Farbenmustern in einem „Farbenatlas" verfolgt, wenn nicht als einzigen, doch mit als einen Hauptzweck eben denjenigen, dem auch die vorhin berührte physikalische Definition der Körperfarben dienen würde, die Möglichkeit, beliebige Farben, die uns an Gegenständen der Natur oder an Erzeugnissen menschlicher Tätigkeit entgegentreten in der Weise festzulegen, daß sie zu beliebiger Zeit und an beliebigem Ort wieder hergestellt und betrachtet werden können. Es ist aus diesem Grunde von einigem Interesse, die beiden nach ganz verschiedenen Prinzipien aufgebauten Verfahrungsweisen zu vergleichen. Dabei springt vor allem in die Augen, daß das Ostwaldsche Verfahren in vielen Hinsichten große Vorzüge besitzt. Der Farbenatlas ist weit einfacher, leichter zu benutzen, unzweifelhaft wohl auch sehr viel wohlfeiler zu beschaffen als ein physikalischer Apparat der vorhin besprochenen Art; er wird sicher auch weit eher auf eine ausgebreitete Verwendung rechnen können als ein solcher. Dem steht freilich der Nachteil gegenüber, daß wir beim Farbenatlas auf eine fabrikmäßige Herstellung angewiesen sind, deren Präzision und Konstanz eine Kontrolle nicht leicht zuläßt. Wie weit es sich erreichen läßt, daß die mit derselben Nummer bezeichneten Muster in den verschiedenen Exemplaren und verschiedenen Auflagen des Werkes wirklich genau übereinstimmen, läßt sich im voraus schwer beurteilen und bleibt abzuwarten. Vermuten darf man wohl am ehesten, daß eine für die meisten praktischen Zwecke genügende Genauigkeit sich erreichen läßt, daß aber für wissenschaftliche Aufgaben doch immer der Wunsch bestehen wird, die Farben in einer Weise zu definieren, die direkt auf physikalische Verhältnisse von allgemeiner Bedeutung zurückgeht. So darf denn wohl die Verwirklichung der vorhin angedeuteten oder einer ähnlichen Konstruktion trotz des Farbenatlas als ein berechtigter Wunsch bezeichnet werden. — Von einigem physiologischem Interesse ist die Frage, wie sich die praktische Handhabung des einen und anderen Verfahrens gestalten wird. Trotz oder vielleicht gerade wegen der sehr großen Zahl der Muster begegnet die Heraussuchung desjenigen, das einer bestimmten Farbe genau oder mit größter Annäherung gleich ist, recht großen Schwierigkeiten. Sobald man es versucht, empfindet man es als Übelstand, an die einzelnen Muster, wie sie eben vorliegen, gebunden zu sein und vermißt die Möglichkeit die Vergleichsfarbe nach Maßgabe des noch wahrnehmbaren Unterschiedes stetig zu ändern. Freilich ist auch die Aufgabe, ein Licht, das man beliebig in stetiger Weise ändern kann, einem anderen ganz gleich zu machen, recht schwierig, sobald, wie es hier der Fall ist, drei unabhängige Variierungen erforderlich sind. Und es wird wohl immer einiger Übung bedürfen, um eine tadellose Gleichheit ohne gar zu großen Zeitverlust zu erhalten.

V.

Ich wende mich zu einer Aufgabe der Farbenlehre, die seit langer Zeit im Hinblick auf praktische Erfordernisse nicht minder als auf theoretische Fragen besonderes Interesse gefunden hat, freilich auch durch die besonderen Schwierigkeiten, mit denen sie behaftet ist, sich zu einer gewissen crux der physiologischen Optik entwickelt hat, der Helligkeitsvergleichung ungleichfarbiger Gegenstände oder Lichter, der „heterochromen Photometrie". Wir können hier von der Tatsache als einer grundlegenden ausgehen, daß wir eine solche Helligkeitsvergleichung jedenfalls besitzen, besser gesagt, daß der Begriff eines Helligkeitsunterschiedes auch auf Gegenstände oder Lichter von ungleicher Farbe eine unzweideutige und unmittelbar verständliche Anwendung findet. Wir können, wenn uns ein rotes und ein blaues, ein gelbes und ein grünes Papier vorgelegt wird, in vielen Fällen ohne weiteres sagen, welches von den beiden das hellere sei. Allerdings lehrt auch die gleiche einfache Beobachtung sofort, daß diese Vergleichung eine recht unsichere ist. Innerhalb eines ziemlich weiten Bereiches objektiver Verhältnisse können wir im Zweifel sein, ob das eine oder andere das hellere ist. Die erreichbare Genauigkeit bleibt hinter derjenigen, die wir bei den Helligkeitsabstufungen derselben Farbe erzielen, gewaltig zurück.[20]) — Die nächstliegende Deutung dieser Tatsache ist ohne Zweifel die, daß in jeder farbigen Empfindung ein gewisser Betrag an Helligkeitsempfindung enthalten sei; diesen herauszuerkennen und damit auch zu beurteilen, ob die Helligkeit der beiden Farben gleich oder ungleich sei, werde allerdings durch die Ver-

knüpfung mit den farbigen Bestimmungen mehr oder weniger erschwert. — Geht man von dieser Anschauung aus, so erscheint es als berechtigt und geboten, nach einem Verfahren zu suchen, das die Übereinstimmung der Helligkeit in ungleich gefärbtem Lichte mit möglichster Genauigkeit und Sicherheit zu erkennen gestattet. Wiewohl nun diese Auffassung, wie gesagt, am nächsten liegt und, wie ich glaube, stillschweigend von der Mehrzahl der Untersucher als selbstverständlich vorausgesetzt worden ist, lassen sich ihr gegenüber doch sehr ernsthafte Bedenken geltend machen. In rein psychologischem Sinne muß zunächst bestritten werden, daß in der farbigen Empfindung ein als Helligkeit zu bezeichnendes Element enthalten sei, das wir etwa in ähnlicher Weise heraus erkennen könnten, wie wir aus dem Dreiklang den Grundton, die Terz und die Quinte heraushören können. Für die rein psychologische Betrachtung stellt vielmehr auch die farbige Empfindung etwas schlechthin Einheitliches dar, an der wir wohl Beziehungen der Verwandtschaft, der Ähnlichkeit u. dgl. zu anderen feststellen, das wir aber nicht in Teile zerlegen können. Nun kann man freilich darauf hinweisen, daß, wie z. B. die Erscheinungen der Klangfarbe lehren, manche solche Zerlegungen zwar nicht ohne weiteres möglich sind, aber doch erlernt werden können. Daß auch eine Zerlegung der farbigen Empfindungen in irgendwelche Elemente einmal unter irgend welchen Bedingungen gelingen könnte, läßt sich also nicht zwingend ausschließen. Aber noch weniger läßt es sich beweisen oder auf irgendwelche positive Tatsachen stützen. — Am ehesten wäre eine solche Zerlegbarkeit als eine wenigstens theoretisch mögliche zu vermuten, wenn es sich dabei um einzelne selbständige physiologische Vorgänge handelte. Wir kommen hiermit dazu, die ganze Frage im physiologischen Sinne zu nehmen. Es kann erwogen werden, ob wir nicht in der Gleichheit der Helligkeit die Übereinstimmung eines ganz bestimmten, physiologisch definierten Teilvorganges erblicken dürfen. Auch in diesem Falle würde natürlich die Frage, ob zwei ungleichfarbige Lichter an Helligkeit gleich sind, einen völlig präzisen Sinn haben und eine völlig bestimmte Antwort fordern: es käme darauf an, ob sie eben diesen physiologischen Teilvorgang in der gleichen Stärke hervorrufen. Ob es sich so verhält oder nicht, läßt sich zur Zeit nicht mit Sicherheit angeben. Nach der ursprünglich von Helmholtz vertretenen Anschauung würde das ja nicht der Fall sein; vielmehr wäre anzunehmen, daß von den drei elementaren Vorgängen, die er sich für die optischen Empfindungen bestimmend dachte, jeder einen gewissen Beitrag zum Helligkeitseindruck liefert. Der Aufgabe, uns von den der Empfindung unmittelbar zugrunde liegenden (etwa in der Hirnrinde sich abspielenden) physiologischen Vorgängen ein Bild zu machen, sind ja nun andere Vorstellungen, namentlich die Heringsche Theorie der Gegenfarben näher gekommen. Und diese scheint mit ihrer Isolierung des den farblosen Empfindungen dienenden Substrates, der „schwarzweißen Sehsubstanz" sich einer solchen Annahme zu nähern. Allein auch Hering hat sich keineswegs vorgestellt, daß die Helligkeit sich allein durch die Zustände dieses Anteils bestimmt. Er nahm vielmehr an, daß auch die farbigen Sehsubstanzen an der Helligkeit mehr oder weniger beteiligt seien. Auf die Gründe, die ihn hierzu veranlaßten, möchte ich hier nicht eingehen. Es mag genügen, an die aus der unmittelbaren Selbstbeobachtung zu entnehmende Tatsache zu erinnern, daß die Farben in dieser Hinsicht sich ungleich verhalten, dem Gelb und Rot ein Charakter der Helligkeit, dem Blau und Grün ein solcher der Dunkelheit eigen zu sein scheint.

Ob also das Sehorgan bzw. die in ihm ablaufenden Vorgänge ein selbständiges und isolierbares Element enthalten, das wir uns als den Träger der Helligkeit oder für den Helligkeitsgrad bestimmend denken können, das muß zurzeit als völlig ungewiß bezeichnet werden. Auf einen noch weit weniger sicheren Boden kommen wir, wenn wir versuchen, den Begriff der Helligkeit mit quantitativen Verhältnissen verschiedener physiologischer Vorgänge oder gar mit den Stärkebeziehungen psychologischer Vorgänge, die wir uns nach dem psychophysischen Gesetz gemessen denken, in Verbindung zu bringen.[21]) Unter diesen Umständen ist es von Wichtigkeit sich klar zu machen, daß die Dinge doch wohl auch ganz anders liegen können, als wir das, der allerdings nächstliegenden Auffassung folgend, bisher in Erwägung zogen.

Denken wir an die Qualitäten eines anderen Sinnes wie z. B. des Geschmacks. Auch die Stärken eines sauren und eines süßen Geschmacks sind wir bis zu einem gewissen Grad zu vergleichen imstande. Unbedenklich können wir sagen, der salzige Geschmack einer 20%igen Kochsalzlösung sei viel stärker als der süße einer 0,1%igen Rohrzuckerlösung. Auch sagen wir wohl, daß eine Flüssigkeit stark süß schmecke, daneben aber einen leicht bitteren Beigeschmack habe, also weit stärker süß als bitter sei usw. Aber niemand wird daran denken wollen, denjenigen Grad süßen Geschmackes ermitteln zu wollen, der einem bestimmten sauren oder bitteren Geschmack gerade gleich stark ist. Mit Recht wird dies als eine unrichtig gestellte, eine bestimmte Lösung gar nicht zulassende Aufgabe erscheinen. Die genauere Verfolgung dieser und ähnlicher Verhältnisse führt auf das psychologische Gebiet der mehr oder weniger unbestimmten Begriffe. Es mag genü-

gen, zur Erläuterung darauf hinzuweisen, daß z. B. auch die Frage, ob ein Körper hart oder weich, ob eine vorgelegte Farbe rot oder orange, ob ein bestimmter Ton laut oder leise, ob eine Kriegshandlung ein Gefecht oder eine Schlacht, ob eine Form menschlichen Zusammenlebens ein Staat sei usw., ihrer Natur nach eine bestimmte Beantwortung in vielen Fällen nicht gestatten, weil die betr. Begriffe, so wie sie sich im gewöhnlichen Gange des Denkens gebildet haben, mehr oder weniger unbestimmte sind. Auch der Begriff einer bei Verschiedenheit der Farbe bestehenden Gleichheit der Helligkeit ist meines Erachtens zunächst nichts anderes als ein derartig unbestimmter Begriff. Um in die psychologischen Verhältnisse einen ganz befriedigenden Einblick zu erhalten, muß man beachten, daß der Ausgangspunkt für diese Vergleichungen wohl nicht in dem Gleichheitseindruck, sondern in unserer Auffassung gewisser Unterschiede zu suchen ist. Es ist in der Tat der außerordentlich weite Sinn, in dem wir von einem Mehr oder Weniger, einem Stärker oder Schwächer sprechen können, der hier in Betracht kommt. So können wir einen sauren Geschmack stärker als einen süßen, auch wohl den Donnerschlag stärker als den Duft eines Veilchens nennen. Aber auch diese Begriffe eines Stärker und Schwächer sind sehr unbestimmte, um so mehr, je mehr die betreffenden Empfindungen auch in anderen Hinsichten verschieden sind. Stellen wir nun zwei Empfindungen her, deren Unterschied eine sichere Einreihung in jene Begriffe der Stärkendifferenz nicht mehr gestatten, von denen wir also weder die eine noch die andere mit Entschiedenheit die stärkere nennen können, so werden wir sie als etwa von gleicher Stärke, als dem psychologischen Eindruck nach gleich bezeichnen. Aber dieser im Sinne eines psychologischen Eindrucks genommene Gleichheitsbegriff ist wiederum stets in gewissem, in vielen Fällen in sehr hohem Grade unbestimmt. — Die betrachteten Beispiele lassen erkennen, daß unser Vermögen, ungleichfarbige Lichter bis zu einem gewissen Grade hinsichtlich ihrer Helligkeit zu vergleichen, das Vorhandensein eines bestimmten als Helligkeit zu bezeichnenden Elementes, sei es im psychologischen, sei es im physiologischen Sinne, jedenfalls nicht beweist. Eine solche Vergleichungsmöglichkeit kann zwar auf der Existenz eines derartigen Elementes beruhen, es braucht das aber keineswegs der Fall zu sein. Es ist durchaus denkbar, daß Helligkeitsgleichheit und Helligkeitsunterschied nichts anderes als allgemeine Begriffe sind, die sich ebenso wie die Begriffe laut und leise, hart und weich, im gewöhnlichen Fortgang psychologischer Entwicklung bilden, aber ebenso wie diese mehr oder weniger unbestimmt sind

Gehen wir von dieser Annahme aus, so stellt sich die Helligkeitsvergleichung als eine mehr oder weniger unbestimmte Aufgabe dar, die so ohne weiteres gar keine fest bestimmte Lösung gestattet.

Hat uns nun das alltägliche Denken zunächst zu mehr oder weniger unbestimmten Begriffen geführt, so ergibt sich ja, zwar gewiß nicht immer, aber doch in vielen Fällen, die Aufgabe, den unbestimmten Begriff durch einen bestimmteren zu ersetzen, der in der Form einer Definition festzulegen ist. Dabei findet sich aber in der Regel, daß eine solche Definition nicht gerade in einer Form gegeben werden kann, die als die einzig mögliche oder die allein richtige in Anspruch genommen werden darf, sondern daß es ihrer eine Mehrzahl gibt, zwischen denen nach mancherlei Rücksichten (Präzision, Fruchtbarkeit, Leichtigkeit der Anwendung usw.) eine Wahl getroffen werden muß. Wenden wir dies auf den uns beschäftigenden Fall an, so wird nicht sowohl nach einer Methode zu suchen sein, die uns die Gleichheit der Helligkeit zu erkennen gestattet, als vielmehr nach einer Definition dessen, was unter Gleichheit der Helligkeit verstanden werden soll, wobei denn mit der Möglichkeit zu rechnen ist, daß sich mancherlei solche Definitionen bieten, unter denen wir die geeignetste auswählen müssen. Auch die einzelnen Erscheinungen, die für die heterochrome Photometrie herangezogen worden sind, erscheinen bei dieser Auffassung in verändertem Licht. Sie werden nicht mehr als Kriterium aufzufassen sein, an denen wir die Gleichheit der Helligkeit erkennen können, sondern als eine Festsetzung (bzw. als ein Vorschlag zu einer Festsetzung), darüber, was unter Helligkeitsgleichheit verstanden werden soll. — Obwohl nun, wie gesagt, bei dem gegenwärtigen Stande unseres physiologischen Wissens die Möglichkeit nicht auszuschließen ist, daß sich ein streng angebbares physiologisches Element als Grundlage des Helligkeitseindrucks einmal herausstellen wird, so haben wir dem Gesagten zufolge keinerlei Recht, hierauf mit Sicherheit zu rechnen oder gar es als selbstverständlich anzunehmen. Wie mir scheint, ist es demgemäß für die ganze Aufgabe der heterochromen Photometrie gegenwärtig geboten, sich nicht auf jene zweifelhaften Annahmen zu stützen, sondern auf den vorsichtigeren Standpunkt zu stellen, der sie als zurzeit jedenfalls unerwiesen dahingestellt läßt, demgemäß also nicht nach einem Verfahren, sondern nach einer Definition zu suchen. Und zwar ist es geboten, diese Definitionen nicht auf Erwägungen über die quantitativen Verhältnisse unbekannter physiologischer oder gar psychologischer Vorgänge zu gründen, sondern auf direkt beobachtbare Erscheinungen.

Ehe wir daran gehen die Erscheinungen zu durchmustern, die hier in Betracht kommen,

müssen wir noch eine Bemerkung vorausschicken. Es wurde vorhin schon erwähnt, daß bei herabgesetzter Beleuchtung und dunkeladaptiertem Auge alle Lichter farblos erscheinen; bei passenden Verhältnissen der absoluten Stärke können wir es also leicht dahin bringen, daß zwei Lichter, die unter gewöhnlichen Bedingungen ungleichfarbig sind, vollkommen gleich erscheinen. Wir bezeichnen die unter diesen Bedingungen gemessenen Helligkeiten der verschiedenen Lichter als ihre Dämmerungswerte. Auf den ersten Blick könnte man ja nun daran denken, zwei Lichter dann gleich hell zu nennen, wenn sie unter den eben erwähnten besonderen Bedingungen gleich erscheinen. Und wir wären damit zu einer Definition gelangt, bei der die Helligkeitsverhältnisse verschiedener Lichter mit großer Leichtigkeit und mit einer beträchtlichen Genauigkeit bestimmbar wären. Es zeigt sich indessen sogleich, daß diese Festsetzung nicht brauchbar ist. Denn selbst die begrenzte Genauigkeit, die wir bei der direkten Vergleichung ungleichfarbiger Lichter besitzen, genügt, um zu zeigen, daß diese von den Dämmerungswerten völlig verschieden sind. Eben diese Tatsache ist es ja, die als Purkinjesches Phänomen lange bekannt ist und auch vorhin schon erwähnt wurde. Wollten wir also allgemein die Helligkeit ungleichfarbiger Lichter nach ihren Dämmerungswerten definieren, so würden wir uns mit den Ergebnissen des unmittelbaren Eindrucks in schroffen und ganz unzulässigen Widerspruch setzen. Hieraus ergibt sich aber auch zugleich, daß es eine Definition der Helligkeit, die für alle Bedingungen (Dämmerungs- und Tagessehen und alle dazwischen liegenden Übergänge) zutrifft, überhaupt nicht geben kann. Und bei dieser Sachlage erscheint es am empfehlenswertesten, die Aufgabe für die beiden extremen Fälle in Angriff zu nehmen. Dabei ist dann zu bemerken, daß beim reinen Dämmerungssehen, eben weil es keine Unterschiede der Farbe aufweist, die Schwierigkeiten, denen sonst die heterochrome Photometrie begegnet, in Wegfall kommen. Die Aufgabe, das Verhältnis der Dämmerungswerte verschiedener Lichter zu bestimmen, unterliegt daher auch keinerlei besonderer Schwierigkeit und ist, wie schon erwähnt, durch zahlreiche Beobachtungen in befriedigender Weise gelöst.

Dagegen stoßen wir nun auf die uns hier beschäftigenden Schwierigkeiten, sobald wir an die Verhältnisse des Tagessehens herantreten. Und hier wird es sich also dem Gesagten zufolge empfehlen, extreme Verhältnisse in Betracht zu ziehen. Daß wir uns mit zunehmenden absoluten Stärken und mit zunehmender Helladaption einer festen Grenze nähern, kann freilich auch nicht als selbstverständlich betrachtet werden; erst die Versuche können das lehren. Doch kann dies in der Tat nach allem, was wir wissen, als sehr wahrscheinlich gelten.

Wenden wir uns nunmehr zu einem Überblick derjenigen Erscheinungen, die für die Helligkeitsvergleichung verschiedenfarbiger Lichter herangezogen und empfohlen worden sind, und die nach unserer Auffassung für eine Definition der Helligkeitsgleichheit in Betracht kommen können, so finden wir, daß es deren eine beträchtliche Anzahl gibt. Ohne Schwierigkeit lassen sie sich in eine kleinere Zahl von Gruppen ordnen.

A. Als erste Gruppe schicke ich diejenigen voraus, die sich unmittelbar auf einen nicht weiter analysierbaren Eindruck stützen.

1. Dahin gehört es vornehmlich, wenn wir unter Absehung von jedem besonderen Hilfsmittel oder Verfahren die Helligkeiten lediglich in der zu Anfang erwähnten Weise nach dem unmittelbaren Eindruck vergleichen. In der Form einer Definition hätten wir zu sagen: Gleich hell sind Lichter zu nennen, die uns bei direkter Vergleichung den Eindruck gleicher Helligkeit machen, eine Definition, die nur scheinbar einen Zirkel darstellt, in Wirklichkeit vielmehr die Helligkeitsgleichheit als einen endgültigen, eine Definition oder die Zurückführung auf anderes nicht gestattenden Begriff behandelt. Bestimmungen über die Verteilung der in diesem Sinne genommenen Helligkeitswerte im Spektrum sind schon in alter Zeit von Fraunhofer, neuerdings namentlich von König[22]) ausgeführt worden.

2. Der gleichen Gruppe möchte ich auch einen neuerdings von Herrn Schrödinger[23]) angeregten Gedanken zurechnen. Lassen wir die objektive Stärke eines Lichts von geringsten zu immer größeren Werten anwachsen, und vergleichen es dauernd mit einem konstant gehaltenen anderen Licht, so wird in jener Stärkenskala des ersteren sich ein Punkt finden, in dem sein Unterschied von dem anderen am geringsten, bei dem die beiden Lichter untereinander am ähnlichsten erscheinen. Es kann vermutet werden, daß dies der Punkt ist, bei dem die Helligkeit der beiden Lichter übereinstimmt, also nur der Unterschied der Farbe vorhanden ist. In der Form einer Definition wäre zu sagen: Ein Licht ist dann einem andern gleich hell zu setzen, wenn seine Ähnlichkeit mit diesem ein Maximum darstellt, d. h. sowohl bei zunehmender wie bei abnehmender objektiver Stärke sich vermindert.

B. Eine zweite Gruppe hierher gehöriger Erscheinungen besteht darin, daß unter einer Anzahl von Bedingungen die für gewöhnlich als farbig empfundenen Lichter farblos gesehen werden; wir können durch bestimmte physiologische Bedingungen die Farbe gewissermaßen beseitigen. Man kann in diesem Sinne von einer „physiologischen Achromatisierung“ sprechen. Beobachten wir

unter solchen Bedingungen, so sind natürlich beliebige Lichter hinsichtlich ihrer Helligkeit leicht und streng vergleichbar; bei passender Wahl der Stärkeverhältnisse können wir es dahin bringen, daß sie genau gleich erscheinen. Wir können daraufhin definieren: Gleich hell sind zwei ungleichfarbige Lichter zu nennen, wenn sie bei physiologischer Ausschaltung der Farbe gleich erscheinen. — Zu diesen Verfahrungsweisen einer physiologischen Achromatisierung gehört ja nun in erster Linie die Verminderung der absoluten Lichtstärken mit Dunkeladaptierung, d. h. der Übergang zum Dämmerungssehen. Aber diese kommen ja natürlich hier, wenn gerade die Verhältnisse eines extremen Tagessehens geprüft werden sollen, nicht in Betracht. Für das Tagessehen gibt es nun, soweit bekannt, noch drei Verfahrungsweisen, um die Farben auszuschalten.

3. Die erste derselben besteht darin, daß wir mit den äußersten Randteilen der Netzhaut beobachten. Im Hinblick hierauf können wir definieren: Gleich hell sind zwei Lichter zu nennen, wenn sie, an der äußersten Peripherie des Gesichtsfeldes (und bei helladaptiertem Auge) beobachtet, gleich erscheinen. Die auf die Weise bestimmten Helligkeitswerte habe ich in Analogie zu den Dämmerungswerten als Peripheriewerte bezeichnet. Auch ist ihre Verteilung im Spektrum wiederholt bestimmt worden.[7])

4. Wir können ferner die Farben auch an der Stelle des deutlichsten Sehens oder wenigstens in sehr geringem Abstand von ihr, bei sogenannter „parazentraler Beobachtung", zum Verschwinden bringen, wenn wir die farbigen Lichter als sehr kleine Flecken inmitten einer farblosen Umgebung zur Beobachtung darbieten. Variiert man die Lichtstärke des farbigen Fleckes, so erhält man unter geeigneten Bedingungen einen Punkt, bei dem er unsichtbar wird, während er bei höherer Stärke als heller, bei geringerer als dunkler Fleck zur Erscheinung kommt. Die in dieser Weise ermittelten Helligkeiten habe ich als Minimalfeldhelligkeiten bezeichnet[24]), und auch ihre Verteilung im Spektrum ist festgestellt worden. In der Form einer Definition könnten wir sagen: Ein farbiges Licht ist demjenigen farblosen gleich hell zu setzen, mit dem es, in der Form eines sehr kleinen Flecks dargeboten, übereinstimmt.

5. In ganz analoger Weise kann die Farbe auch durch eine Verminderung der Einwirkungszeit zum Verschwinden gebracht werden. Lassen wir (am besten auch auf nicht großem Felde) für sehr kurze Zeit ein farbiges Licht an die Stelle eines farblosen treten, so bemerken wir wiederum, daß seine Farbe nicht erkannt wird. Je nach den Stärkeverhältnissen aber erhält man den Eindruck, daß das betreffende Feld eine schnell vorübergehende Erhellung oder Verdunklung erfährt, während bei einer mit großer Genauigkeit zu bestimmenden Stärke eine Veränderung überhaupt nicht wahrgenommen wird. Ich habe die so ermittelten Helligkeiten als Minimalzeit-Helligkeiten bezeichnet.[25]) Zu definieren wäre: Ein farbloses Licht ist einem farblosen an Helligkeit gleich zu setzen, wenn bei kurzdauernder Ersetzung dieses letzteren durch jenes weder eine Erhellung noch eine Verdunklung bemerkbar wird.

C. Eine dritte Gruppe von hierher gehörigen Erscheinungen hängt mit den Grenzen unserer Unterscheidungsfähigkeit zusammen.

6. Hierher gehört zunächst das sinnreiche, schon vor langer Zeit von Vierordt gebrauchte Verfahren.[26]) Man stellt die zu vergleichenden farbigen Lichter in der Form größerer Felder her, deren objektive Stärke innerhalb passender Grenzen abgestuft werden kann. Einem kleinen Fleck innerhalb dieses farbigen Feldes wird dann ein gewisses Quantum weißen Lichtes hinzugefügt. Dann wird die Helligkeit des farbigen Lichtes variiert und derjenige Punkt aufgesucht, bei dem das weiße Zusatzlicht sich gerade an der Grenze der Merkbarkeit befindet. Als gleich hell, wäre also in der Form der Definition zu sagen, sind zwei ungleichfarbige Lichter zu erachten, wenn ein bestimmtes weißes Zusatzlicht, dem einen und anderen hinzugefügt, den gleichen Grad der Merkbarkeit besitzt, insbesondere sich gerade an der Grenze der Erkennbarkeit befindet.

In die gleiche Gruppe sind dann aber namentlich auch diejenigen Erscheinungen zu rechnen, die mit den unserer räumlichen und zeitlichen Unterscheidungsfähigkeit gesteckten Grenzen zusammen hängen.

7. Wird ein beliebiges Licht in räumlicher Unterbrechung dargeboten, etwa so, daß Streifen dieses Lichtes regelmäßig mit gleich breiten schwarzen abwechseln, so können wir die Fläche als eine gestreifte erkennen, wenn der Gesichtswinkel, unter dem wir die einzelnen Streifen sehen, oberhalb eines gewissen Mindestwertes bleibt. Sinkt er unter diesen, so wird nur eine gleichmäßig aussehende Fläche wahrgenommen. Die räumliche Unterscheidungsfähigkeit wird als Sehschärfe bezeichnet, sie kann in passender Weise numerisch definiert und gemessen werden. Sie kann übrigens nicht allein an dem hier als einfachstes herangezogenen Objekt, abwechselnden gleichbreiten Streifen, sondern auch an der Erkennung komplizierterer Formen geprüft werden. Die Erfahrung lehrt nun, daß innerhalb weiter Grenzen die räumliche Unterscheidungsfähigkeit mit zunehmender Stärke der Beleuchtung zunimmt. Ausgedehnte Untersuchungen hierüber sind namentlich von König ausgeführt bzw. veranlaßt worden.[27])

Die Sehschärfe nun, die bei jeder Beleuchtung erreicht wird, oder der Wert des Gesichtswinkels, bis zu dem die Unterscheidung, die Erkennung der Formen usw. möglich ist, kann als Maß für die Helligkeit verwendet werden. Als gleich hell, kann man daher definieren, sind zwei Farben zu erachten, wenn sie in passender Weise auf schwarzem Hintergrund angebracht die gleiche Grenze für die Möglichkeit räumlicher Unterscheidung ergeben. Es kommt natürlich auf dasselbe heraus, wenn wir die Lichter variieren, die zur Beleuchtung weißer Gegenstände auf schwarzem Hintergrund verwendet werden.

8. Ganz den gleichen Verhältnissen begegnen wir bei der zeitlichen Unterscheidung. Lassen wir ein Licht unterbrochen einwirken und zwar, wie wir der Einfachheit halber annehmen wollen, so daß Einwirkung und Absperrung des Lichts in periodischem Wechsel und in gleicher Dauer stattfindet, so nehmen wir die wechselnde Beleuchtung in der Form des Flimmerns oder Flackerns wahr. Wird die Periode mehr und mehr verkleinert, so gelangen wir zu einer Frequenz des Wechsels, die als „Verschmelzungsfrequenz" bezeichnet wird und die dadurch charakterisiert ist, daß die Empfindung eine stetige, das Flimmern also verschwunden ist. Auch die Verschmelzungsfrequenzen wachsen nun mit zunehmender Stärke des intermittierend einwirkenden Lichtes. Unter Zugrundelegung dieser Tatsache könnten wir definieren, daß zwei Lichter dann gleich hell zu setzen sind, wenn sie, in periodischem Wechsel unterbrochen einwirkend, die nämliche Verschmelzungsfrequenz ergeben.[28])

D. Gleichfalls, jedoch in einer etwas verwickelteren Weise hängt eine weitere Gruppe von Erscheinungen mit den Verhältnissen der Unterscheidungsfähigkeit zusammen.

9. Bringen wir auf einem Grunde von einer Farbe Gegenstände einer anderen Farbe an, so können wir auch bei diesen Versuchsbedingungen eine gewisse Grenze der räumlichen Unterscheidungsfähigkeit, eine Sehschärfe bestimmen. Variieren wir nun dabei die Helligkeit, sei es der farbigen Gegenstände, sei es des Grundes (z. B. indem wir farbige Objekte auf einer Serie von grauen Papieren abgestufter Helligkeit anbringen), so finden wir, daß die räumliche Unterscheidungsfähigkeit ihren Mindestwert erreicht, die Verschmelzung also zu dem Eindruck einer gleichmäßigen Fläche am leichtesten eintritt, wenn die farbigen Objekte sich auf einem Grunde von ganz bestimmtem Helligkeitsgrad befinden. Wir können definieren: Ein farbiges Licht ist einem farblosen dann an Helligkeit gleich zu setzen, wenn die räumliche Unterscheidungsfähigkeit sowohl durch Vermehrung wie durch Verminderung der objektiven Lichtstärke des einen gesteigert wird. Man merkt leicht, daß dieses schon vor langer Zeit von Brücke[29]) angegebene Verfahren für die räumlichen Verhältnisse ganz das nämliche darstellt, wie ein in neuerer Zeit ausgebildetes und viel beachtetes Verfahren für die zeitlichen.

10. Es ist dies die im engeren Sinne sogenannte, von Rood[30]) angegebene Flimmerphotometrie. Lassen wir ein farbiges Licht in regelmäßigem schnellem Wechsel mit einem farblosen auf unser Auge einwirken und variieren die Stärke des einen oder des anderen, so finden wir einen Punkt, bei dem die Verschmelzung zu einem einheitlichen stetigen Eindruck am leichtesten stattfindet, das Flimmern also schon bei der relativ niedrigsten Frequenz aufhört. Wir können definieren: Ein farbloses Licht ist demjenigen farblosen an Helligkeit gleichzusetzen, mit dem es bei der niedrigsten Frequenz des Wechsels eine stetige Empfindung ergibt. Ich habe die so erhaltenen Helligkeitswerte als Flimmerwerte bezeichnet, und auch ihre Verteilung im Spektrum ist untersucht worden.[31])

E. 11. Zu diesen seit geraumer Zeit bekannten Methoden bzw. Definitionen ist in allerjüngster Zeit noch diejenige getreten, die Pulfrich angegeben und als eine stereophotometrische bezeichnet hat.[32])

Die Erscheinung ist die folgende: „Ein senkrecht zur Blickrichtung vor einem hellen Hintergrunde bewegter Stab erscheint nur dann geradlinig sich zu bewegen, wenn die Helligkeiten für beide Augen gleich sind. Macht man sie ungleich etwa dadurch, daß man vor das eine oder andere Auge ein Rauchglas oder ein Farbglas hält, so bewegt sich jetzt der Stab scheinbar im Kreise links oder rechts herum." Die Erscheinung wird dadurch erklärt, daß zwischen Reiz und Empfindung eine Zeit vergeht, die mit Abnahme der Helligkeit immer größer wird. Die Verwendung der vorliegenden Erscheinung für die Zwecke der isochromen und der heterochromen Photometrie hat sich als außerordentlich erfolgreich erwiesen. „Sie steht unter der Voraussetzung (Definition), daß zwei Lichter, isochrome oder heterochrome, als gleich hell anzusprechen sind, wenn die Zeit zwischen dem Reiz und der Empfindung für beide Lichter genau gleich groß ist."[33])

Bei der sehr beträchtlichen Zahl von Erscheinungen, die für die Definition der Helligkeit und entsprechend für eine Methode der Vergleichung in Frage kommen (sie würde sich wohl leicht noch vermehren lassen) empfiehlt es sich, schon im Interesse leichter und sicherer Verständigung, für die in dem einen oder anderen Sinne gemeinten Helligkeiten kurze Benennungen anzuführen. Dem entsprechend habe ich schon vor langer Zeit, wie vorhin erwähnt, die Bezeichnungen der Peripherie- und Flimmerwerte, der Minimalfeld- und Minimalzeithelligkeiten benutzt. Entsprechende Benen-

nungen möchte ich mindestens für die besonders wichtigen unter 1. und 7. erwähnten Definitionen einführen und demgemäß von Eindrucks- und Erkennungswerten sprechen. Es würden also zwei Lichter als „eindrucksgleich" zu bezeichnen sein, wenn sie im rein subjektiv-psychologischen Sinne den Eindruck gleicher Helligkeit machen, als „erkennungsgleich", wenn sie die gleiche räumliche Unterscheidungsfähigkeit ergeben.

Die Tatsache, daß es so viele Erscheinungen gibt, die zu einer Definition der Helligkeit herangezogen werden können, führt sogleich auf eine Anzahl von Fragen, die durch die bisher vorliegenden Untersuchungen erst zum kleinen Teil beantwortet worden sind. Die wichtigste ist natürlich die, ob oder wie weit alle jene Definitionen im Ergebnis übereinstimmen, m. a. W., ob zwei Lichter, die wir in einem Sinne gleich hell zu nennen haben, dies auch in jedem anderen Sinne sind. Bis zu einem gewissen Grade trifft das nun wohl zu. Nach allen erwähnten Verfahrungsweisen findet man z. B. im prismatischen Spektrum des Sonnenlichtes den Höchstwert der Helligkeit annähernd bei der Natriumlinie, in einem etwas rötlichen Gelb. Indessen ist diese Übereinstimmung doch nur eine rohe. Eine sehr sorgfältige Prüfung dieser Verhältnisse, wenn auch nur in beschränktem Gebiet, verdanken wir Zahn.[25]) Er fand für sein Auge die Verteilung von Peripheriewerten, Minimalfeld- und Minimalzeithelligkeiten mit bemerkenswerter Genauigkeit übereinstimmend. Man ersieht dies aus der folgenden Tabelle, die die Versuchsergebnisse von Zahn wiedergibt. Sie beziehen sich auf das Spektrum des Sonnenlichtes und sind so dargestellt, daß überall die Helligkeit an der Stelle des Natriumlichtes gleich 100 gesetzt ist.

Wellenlängen	659	621	601	589	564	542	523	506
Minimalzeit-helligkeit .	22,5	79,0	105,0	100	76,6	59,9	38,0	15,2
Minimalfeld-helligkeit .	24,4	70,2	104,8	100	74,4	58,3	37,5	20,2
Peripherie-wert . . .	21,6	73,9	99,6	100	79,9	54,7	36,7	15,2

Auch die Verteilung der Flimmerwerte scheint eine mindestens sehr ähnliche zu sein. Doch machen sich hier in den vorliegenden Bestimmungen auch schon Unterschiede erkennbar, die außerhalb der Fehlergrenzen liegen, von denen aber nicht sicher gesagt werden kann, ob sie mit individuellen Unterschieden der einzelnen Beobachter zusammenhängen. Zu bemerken ist noch, daß diese eben genannten Untersuchungen sich alle auf die Bedingungen eines extremen Tagessehens beziehen, hohe Lichtstärke, helladaptiertes Auge, ein Punkt, auf dessen Bedeutung sogleich noch zurückzukommen ist.

Besonders viel erörtert und erwogen ist das Verhältnis der Eindruckshelligkeiten zu den Erkennungswerten. Machen diejenigen Lichter, bei denen wir gleichviel erkennen können, auch unmittelbar den Eindruck der gleichen Helligkeit? Bekanntlich neigte Helmholtz dieser Annahme zu. Er sagt[34]): „Heller erscheint uns von zwei verschiedenfarbigen Beleuchtungen diejenige, in der wir mehr feine Einzelheiten erkennen können, oder wissen, daß wir sie bei Anstellung des Versuches würden erkennen können." Es war das indessen eine hauptsächlich auf theoretische Erwägungen gegründete Vermutung, die nur in sehr unzulänglicher Weise durch positive Beobachtungen belegt war. Gegenwärtig nun stellen sich die Dinge unter theoretischem Gesichtspunkt ganz anders dar. Die Verhältnisse der Eindruckswerte verschieben sich ja, wie bekannt, mit abnehmender Lichtstärke und entsprechender Dunkeladaption sehr stark zugunsten des kurzwelligen Lichtes, eben diejenige Erscheinung, die uns als Purkinjesches Phänomen geläufig ist. Diese Erscheinung, an das Zusammenwirken der beiden Bestandteile des Sehorgans gebunden, ist in der ganzen Ausdehnung des Gesichtsfeldes zu beobachten, mit alleiniger Ausnahme der Stelle des deutlichsten Sehens. Hier aber, entsprechend dem Fehlen der Stäbchen in einem kleinen zentralen Bezirk, fehlt auch, wie oben erwähnt, diese Helligkeitsverschiebung. Andererseits ist es nun aber gerade diese Stelle, die für die räumliche Unterscheidungsfähigkeit maßgebend ist. Sie ist bei hohen und mittleren Beleuchtungen den Nachbarteilen weit überlegen; und dies erhält sich so bis zu sehr geringen Lichtstärken, wo dann die Stelle des deutlichsten Sehens ganz außer Funktion tritt und als blinder Fleck, als Skotom, in die Erscheinung tritt.

Es ist also zunächst wahrscheinlich, daß die Erkennungswerte, wenn überhaupt, doch nur in weit geringerem Grade die entsprechende Verschiebung darbieten werden. Gilt also, wie wir für den Augenblick annehmen wollen, für hohe Lichtstärken die Beziehung, daß eindrucksgleiche Lichter erkennungsgleich sind, so können wir schon nach dem zurzeit Bekannten vermuten, daß sie für schwache Lichter nicht zutreffen wird. Dafür spricht auch die Tatsache, daß gerade in bezug auf diesen Punkt die Ergebnisse der Beobachter stark auseinandergehen. So konnte neuerdings Pauli[35]) die Helmholtzsche Regel nicht bestätigen. Er legte besonderen Wert darauf, den Helligkeitseindruck auf großen Feldern zu ermitteln, und ob er dabei die Bedingungen eines extremen Tagessehens hergestellt hat, scheint fraglich. Ob also unter besonderen Bedingungen (extremem Tagessehen) die Helmholtzsche Regel nicht doch zutreffen würde, das ist eine vorderhand offene

Frage. Eine systematische Durchprüfung des Gegenstandes unter Berücksichtigung aller in Betracht kommenden Bedingungen besitzen wir vorderhand nicht. — Die allgemeine Annahme, daß Helligkeiten, die nach der einen jener zahlreichen Definitionen gleich sind, es auch nach allen anderen sind, ist also zurzeit weder erwiesen noch auch nur wahrscheinlich; sie kann also unter keinen Umständen als selbstverständlich zugrunde gelegt werden.

Die letzten Betrachtungen führen uns bereits auf eine andere Gruppe der sich hier bietenden Fragen. Sie gehen, ganz allgemein gesprochen, dahin, wie weit, wenn zwei Lichter im Sinne einer bestimmten Definition und unter bestimmten Bedingungen gleich hell sind, daraus Schlüsse auf das Helligkeitsverhältnis im Sinne derselben Definition, jedoch unter veränderten Bedingungen gezogen werden dürfen. Dahin gehört vor allem die Frage, ob diese Helligkeitsgleichheit auch bei beliebigen Zustandsänderungen des Auges erhalten bleibt; ferner die, ob, wenn sie für gewisse Teile der Netzhaut (des Gesichtsfeldes) zutrifft, sie auch für alle anderen gilt; endlich auch die, ob die betreffenden Helligkeitswerte addierbar sind, ob also, wenn im Sinne dieser Definition $A = B$ und $C = D$, dann auch $A + C$ gleich hell mit $B + D$ ist. Diese Frage der Addierbarkeit schließt als wichtigsten Spezialfall den ein, ob die Helligkeitsgleichheit bei proportionaler Vermehrung oder Verminderung aller Lichter bestehen bleibt.[36])

Bekannte Tatsachen lehren ja nun, daß eine solche Allgemeingültigkeit der Helligkeitsbeziehungen wenigstens für gewisse Fälle nicht besteht. Es ist das Purkinjesche Phänomen, an das wir hier denken müssen. Es lehrt, daß bei proportionaler Abschwächung und Dunkeladaption sich die Eindrucks-Helligkeiten zugunsten des kurzwelligen Lichtes verschieben. Es verdient übrigens dabei hervorgehoben zu werden, daß auch ohne Änderung der Lichtstärken die fortschreitende Dunkelanpassung des Auges allein das bewirken kann, die überhaupt, wie namentlich Hering mit Recht betont hat, an dem ganzen Purkinjeschen Phänomen hervorragend beteiligt ist. Endlich ist hier daran zu erinnern, daß das Purkinjesche Phänomen an verschiedenen Stellen der Netzhaut bzw. des Gesichtsfeldes in sehr ungleicher Weise entwickelt ist und namentlich an der Stelle des deutlichsten Sehens ganz fehlt. Für die Eindrucksgleichheit zweier ungleichfarbiger Lichter ist also gar keine Rede davon, daß sie in der hier in Erwägung gezogenen Weise allgemein angegeben werden könnte: sie ist von den verschiedenen Bedingungen in der auffälligsten Weise abhängig.

Für eine allgemeine Betrachtung verwickeln sich die Dinge durch das Ineinandergreifen der beiden Gruppen von Fragen. Fallen die Ergebnisse der verschiedenen Helligkeitsdefinitionen auseinander, so ist es denkbar, daß die starke Abhängigkeit von den Nebenbedingungen (absolute Lichtstärke, Adaption, Netzhautstelle) zwar für die Eindruckshelligkeit besteht, aber für andere, wie die Erkennungswerte, fehlt oder viel geringer ist. Wenn andererseits die Helligkeitsverhältnisse in beträchtlichem Maße von den Nebenbedingungen abhängen, so ist es denkbar, daß die Ergebnisse der in verschiedener Bedeutung genommenen Helligkeitsvergleichungen zwar unter gewissen Bedingungen auseinanderfallen, unter anderen aber doch zusammentreffen, daß also z. B. die Regel, nach der eindrucksgleiche Lichter auch erkennungsgleich sind, zwar nicht allgemein, wohl aber für extremes Tagessehen zuträfe.

So eröffnet sich denn hier der Blick auf ein recht weites Gebiet von Fragen, die übrigens alle einer experimentellen Bearbeitung ohne sehr große, mindestens ohne grundsätzliche Schwierigkeiten zugänglich sind. — Im übrigen sind wir hier, wie ich glaube, an dem Punkte angelangt, wo die praktischen Interessen des Beleuchtungstechnikers und die des Sinnesphysiologen auseinandergehen. Der Sinnesphysiolog muß als wichtigste Aufgabe doch immer die im Auge behalten, in die Bildung des Sehorgans, vor allem in die Einrichtungen, die die Empfindung zu einer hinsichtlich der Farbe variierbaren machen, einen Einblick zu gewinnen. Demgemäß werden ihm zunächst alle hierher gehörigen Erscheinungen gleichermaßen von Interesse sein. Er hat also gar keinen zwingenden Anlaß, gerade eine Definition der Helligkeit als die schlechtweg maßgebende hervorzuheben. Auch wird er gut tun, nicht mit der vorgefaßten Meinung, es müsse ein einheitliches physiologisches Substrat der Helligkeit geben, an die Dinge heranzutreten. Eher wird er hoffen dürfen, aus den Erscheinungen Anhaltspunkte dafür zu erhalten, ob sich das so verhält oder nicht.

Ganz anders liegen die Dinge für den Beleuchtungstechniker. Denn der praktische Wert einer Beleuchtung, auf den es für ihn wesentlich ankommt, wird ohne Zweifel durch das bestimmt, was bei ihr erkannt werden kann. Und so rückt denn für ihn ohne weiteres der Erkennungswert in den Mittelpunkt des Interesses. Auf diesen Standpunkt hat sich mit erfreulicher Schärfe und Klarheit z. B. Voss[37]) gestellt. Er sagt: „Zwei verschiedenfarbige Lichtquellen sind dann als gleich hell zu bezeichnen, wenn sie denselben Raum gleich hell erleuchten, d. h. so, daß ein Mensch mit normalen Augen alle Gegenstände in dem Raum gleich gut erkennen kann." Hiermit ist nun ein bestimmtes Ziel zwar gesteckt, aber keineswegs erreicht. Denn die direkte Ermittlung der Erkennungswerte, d. h. eine Prüfung von Sehschärfen



ist ein viel zu umständliches Verfahren, als daß wir daran denken könnten, es in der Praxis für die Bewertung von Beleuchtungen heranzuziehen. So könnte man denn die für praktische Zwecke zu stellende Aufgabe dahin angeben, ein möglichst genaues und einfaches Verfahren zu ermitteln, an dem ersehen werden kann, wie sich ungleichfarbige Beleuchtungen hinsichtlich ihrer Erkennungswerte verhalten. Diese Aufgabe wäre z. B. in befriedigender Weise als gelöst zu erachten, wenn wir behaupten könnten, daß zwei Lichter, die minimalfeld- oder flimmergleich sind, auch erkennungsgleich sind. Dabei wäre dann noch besonders zu beachten, ob diese Äquivalenzverhältnisse von absoluten Lichtstärken und vom Zustand des Sehorgans unabhängig sind. Demgemäß müßte also die Regel, daß zwei flimmergleiche Lichter auch erkennungsgleich sind, für hohe und niedrige Beleuchtungsgrade und für beliebige Zustände des Sehorgans geprüft werden.

Ohne den Ergebnissen derartiger Untersuchungen vorgreifen zu wollen, möchte ich gerade in dieser Hinsicht die Aufmerksamkeit der Beobachter auf die Minimalfeldhelligkeiten lenken. Es wurde vorhin schon betont, daß gerade diejenige Leistung des Sehorgans, die praktisch von der größten Bedeutung ist, die räumliche Unterscheidung, wesentlich an die Stelle des deutlichsten Sehens gebunden ist, und daß hier von den beiden Bestandteilen des Sehorgans der eine fehlt, demgemäß auch jene Verschiebungen der Äquivalenzverhältnisse, die auf dem Zusammenwirken jener beiden Teile beruhen, wie namentlich das Purkinjesche Phänomen, nicht vorhanden sind. Es läßt sich nun mit einiger Wahrscheinlichkeit vermuten, daß etwas Ähnliches auch für die Minimalfeldhelligkeiten zutrifft. Denn auch hier wird, wenn nicht mit der Stelle des deutlichsten Sehens selbst, doch mit einer ihr noch ganz nahe benachbarten beobachtet, so daß die Einmischung der Stäbchenfunktion ganz oder mit großer Annäherung ausgeschaltet sein dürfte. Daß zwischen den Minimalfeld- und den Erkennungswerten eine feste und allgemein gültige Beziehung stattfindet, läßt sich also zwar gewiß nicht mit Sicherheit behaupten, aber mit einiger Wahrscheinlichkeit vermuten. Und als Methode zur Ermittlung der Erkennungswerte bietet nach dem gegenwärtigen Stande unseres Wissens die der Minimalfelder wohl die besten Aussichten, bessere jedenfalls als alle diejenigen, bei denen ausgedehntere Stücke des Gesichtsfeldes ins Spiel kommen, was für die unmittelbare Schätzung der Eindruckshelligkeiten, aber auch für die Peripheriewerte und wohl auch für die stereophotometrisch gemessene Helligkeit gilt. Jedenfalls knüpft sich, wie mir scheint, zurzeit an die Beziehungen der Minimalfeldhelligkeiten zu den Erkennungswerten ein besonderes Interesse. Untersuchungen darüber wurden in meinem Institut schon vor einer Reihe von Jahren in Angriff genommen. Durch den Krieg unterbrochen, sind sie neuerdings wieder aufgenommen worden aber noch nicht so weit gediehen, daß ich hie: Mitteilungen darüber machen könnte.

Über die praktische Handhabung des Verfahrens sei hier noch einiges hinzugefügt. Es wird in hohem Grade erleichtert, wenn es sich, wie es bei der Prüfung von Lampen ja der Fall ist, nicht um die Vergleichung sehr gesättigter und verschiedenfarbiger Lichter handelt, sondern solcher, die durchweg nur mäßige Abweichungen von reinem Weiß darstellen. In diesen Fällen braucht man die Felder nicht so klein zu machen, wie es z. B. notwendig ist, um ein gesättigtes Rot farblos erscheinen zu lassen. Auch ist es nicht notwendig, parazentral zu beobachten, sondern die gewöhnliche Beobachtung mit direkter Fixation ist zulässig. Beides kommt der Genauigkeit des Vergleichs zugute. Um diese möglichst zu steigern, empfiehlt es sich ferner, nach dem Prinzip des Kontrastphotometers zu Werke zu gehen. Man kann die zu vergleichenden Lichter beide in Form kleiner und einander ganz nahe stehender Felder herstellen und es so einrichten, daß beide ein wenig heller oder dunkler als die Umgebung erscheinen. Dann läßt sich sehr gut darauf einstellen, so daß die beiden kleinen Felder sich gerade gleich stark (als heller oder dunkler) von der Umgebung abheben. — Sehr zu beachten ist natürlich, daß, wenn wir bei hohen Lichtstärken und helladaptiertem Auge eine bestimmte Beziehung zwischen Erkennungs- und Minimalfeldwerten finden, daraus noch nicht folgt, daß dieselbe auch bei geringen Lichtstärken und dunkeladaptiertem Auge gilt. Es wird also eine solche Beziehung, wie jede andere ähnliche, auch mit genügender Variierung jener Bedingungen geprüft werden müssen; und eine Regel wird in allgemeinem Sinne nur aufgestellt werden dürfen, wenn sie für beliebige Gestaltung jener Bedingungen erwiesen ist. — Wir kommen damit sogleich noch auf einen weiteren Punkt. Als die in Frage kommenden Bedingungen haben wir hier immer die absoluten Lichtstärken und den Anpassungszustand des Auges erwähnt. Beide können theoretisch und bis zu einem gewissen Grade auch praktisch auseinandergehalten werden. Wollte man das bei der hier in Rede stehenden Aufgabe tun, so würde sie dadurch ungemein verwickelt werden. Im allgemeinen kann man ja nun auch annehmen, daß zwischen beiden ein fester Zusammenhang besteht, indem eben auch der Anpassungszustand des Auges sich durch die Helligkeit der Beleuchtung bestimmt, in der man sich befindet. Damit aber dies auch für die hier in Rede stehenden vergleichenden Prü-

fungen zutrifft, wird man Sorge tragen müssen, daß die ganze Umgebung des Beobachters in ähnlicher Weise beleuchtet ist wie die Sehzeichen und Minimalfelder, die beobachtet werden. Man wird es also zweckmäßig vermeiden, den Beobachter in einem Dunkelzimmer arbeiten zu lassen, in dem nur die eigentlich zu beobachtenden Objekte als helle Gegenstände vorhanden sind. Es versteht sich übrigens, daß jene Forderung immer nur mit einer gewissen Annäherung erfüllt werden kann, die aber im Hinblick auf das, worauf es schließlich ankommt, genügen dürfte.

Sollte es sich bestätigen, daß zwischen Erkennungswerten und Minimalfeldwerten ein strenger Parallelismus besteht, die Eindruckshelligkeiten aber davon mehr oder weniger abweichen, so würde sich darin zeigen, womit von vornherein als möglich gerechnet werden muß, daß es eine Definition der Helligkeit von ganz universaler Bedeutung nicht gibt. Auch den Erkennungswerten würde also nur eine eingeschränkte Bedeutung zukommen; es könnte z. B. der Fall sein, daß von zwei schwachen Lichtern die hinsichtlich des Erkennungswertes gleich sind, das eine, nämlich das blauere, den größeren Helligkeitseindruck macht. Nun könnte man ja sagen, für den Beleuchtungstechniker komme es eben nur auf die Erkennungswerte an und er habe keinen Anlaß, sich um andere wie z. B. die Eindruckshelligkeiten überhaupt zu kümmern. Dies wird um so mehr berechtigt erscheinen, wenn es sich um die Vergleichung von Lampen handelt, bei denen wir es, wie eben erwähnt, niemals mit gesättigten Farben, sondern nur mit geringen Abweichungen vom reinem Weiß zu tun haben, so daß auch jenes Auseinandergehen von Eindrucks- und Erkennungswerten voraussichtlich sich in mäßigen Grenzen halten wird. Aber wir kommen hiermit doch auf einen Punkt, der noch in anderem Sinn von Bedeutung ist. Wir gingen zunächst davon aus, daß der Wert einer Beleuchtung danach zu bemessen ist, was bei ihr erkannt werden kann. Aber man muß beachten, daß, wenn jene Zielsetzung auch in erster Linie berechtigt erscheint, sie doch die Aufgaben der Lichttechnik nicht erschöpfend umfaßt. Es sei hier an eine Aufgabe ganz anderer Art, bei der aber auch die Helligkeitsverhältnisse farbiger Lichter in Betracht kommen, nämlich an die farblose (schwarz-weiße) bildliche Wiedergabe farbiger Gegenstände erinnert, wie sie insbesondere in der Photographie stattfindet. Hier ist uns namentlich im Hinblick auf die sehr starken Abweichungen der älteren lichtempfindlichen Platten die Forderung geläufig, daß Lichter von subjektiv gleicher Helligkeit auch auf die Platte gleich stark wirken sollen. Erwägen wir, welche Definition der Helligkeit wir bei dieser Forderung zweckmäßig zugrunde legen, so versteht sich, daß es sich hier um die nach dem unmittelbaren psychologischen Eindruck definierten Helligkeiten handeln wird.

Wir könnten daraufhin die Forderung aufstellen, daß Lichter, die eindrucksgleich sind, auch gleich stark auf die Platte wirken oder, wie wir wiederum kurz sagen wollen, schwärzungsgleich sein sollen. Ohne weiteres ist nun aber ersichtlich, daß diese Forderung nur in beschränktem Maße erfüllt werden kann. Dies beruht wiederum auf der Duplizität des Sehorgans. Wenn ein lang- und ein kurzwelliges Licht eindrucksgleich und zugleich (für eine bestimmte Platte) schwärzungsgleich sind, so wird bei proportionaler Abschwächung beider die erstere Gleichheit aufhören, die letztere aber wohl genau oder mit größter Annäherung bestehen bleiben. Eine Platte also, die für helle Lichter jener Forderung entspricht, wird das bei geringen Lichtern nicht tun. So wird die Photographie einer Landschaft, die die Helligkeitsverhältnisse der hellen Teile in einer dem Eindruck entsprechenden Weise wieder gibt, dies nicht zugleich für die dunkleren tun können. Und wenn die Photographie eines Gemäldes demjenigen Eindruck entspricht, den wir bei heller Beleuchtung des Gemäldes erhalten, so wird sie verschieden sein von demjenigen, den wir bekommen, wenn wir das Gemälde bei abgeschwächter Beleuchtung betrachten. — Ob nun diesen Verhältnissen eine sehr große Bedeutung zukommt, ist eine weitere Frage. Mit Recht kann man sich ja darauf berufen, daß wir in der Photographie eines Gemäldes jedenfalls den Eindruck wiedergegeben haben wollen, den wir bei guter Tagesbeleuchtung erhalten, nicht den, den es in der Dämmerung macht. Und was die dunklen Teile in heller Umgebung anlangt, so muß man beachten, daß an diesen das Purkinjesche Phänomen überhaupt nur in geringem Betrage zur Erscheinung kommt, weil es weit weniger durch die absoluten Helligkeiten als durch den Adaptionszustand des Auges bestimmt wird.

Ein vollständiger Überblick des Ausgeführten ergibt, wie ich glaube, ein weniger unerfreuliches Resultat, als man zunächst denken könnte. Wenn, sich uns zunächst das Bild einer gewissen Zerfahrenheit bietet, so hat das seinen Grund wohl unzweifelhaft darin, daß mancherlei als selbstverständlich vorausgesetzt wurde, was tatsächlich nicht zutrifft, namentlich dem Begriff der Helligkeit eine feste und einheitliche Bedeutung zugeschrieben wurde, die er tatsächlich nicht besitzt. Denn hierauf ist es doch wohl zurückzuführen, daß das Hauptgewicht immer nur auf die Schärfe einer Definition und die Genauigkeit einer Methode gelegt wurde, während die Frage, ob die auf dem einen und andern Wege zu erhaltenden Ergebnisse überhaupt dieselben sind, bei Seite blieb. Sei dem indessen

wie ihm wolle, jedenfalls leuchtet ein, daß es wenig förderlich ist, wenn die Entdeckung irgendeiner Erscheinung, die an ein bestimmtes Stärkeverhältnis ungleichfarbiger Lichter geknüpft ist, ohne weiteres, höchstens gestützt auf eine annähernde Übereinstimmung mit dem unmittelbaren Helligkeitseindruck, als eine Definition der Helligkeit festgelegt und eine darauf gegründete Messung als Methode empfohlen wird. In praktischer Hinsicht sind wir nicht gefördert, wenn wir nicht wissen, welche Schlüsse wir aus den Ergebnissen einer solchen Messung auf die Möglichkeiten räumlichen Erkennens ziehen können. Nun haben sich ja diese ganzen Verhältnisse durch die Auseinanderhaltung der beiden Bestandteile und der beiden Funktionsweisen des Sehorgans, Zapfen- und Stäbchen-, Tages- und Dämmerungssehen ungemein geklärt und in erfreulicher Weise vereinfacht. Und es kann vom Standpunkt der Sinnesphysiologie nur begrüßt werden, daß diese Anschauung, die sie als eine wichtige Errungenschaft betrachtet, sich alsbald auch in die Gedankenkreise der Physiker und Lichttechniker eingebürgert hat und daß z. B. die ausgezeichneten amerikanischen Untersuchungen der letzten Jahre ganz fest auf diese Grundlage gestellt sind.[38]) Bei dieser Auffassung erscheint es ratsam, die Fälle eines reinen Dämmerungs-, eines reinen Tages- und eines mehr oder weniger gemischten Sehens auseinander zu halten. Was das Dämmerungssehen anlangt, so kann man sagen, daß hier besondere Probleme nicht mehr bestehen. Denn die Verteilung der Dämmerungswerte im Spektrum ist, wie vorhin erwähnt, ausgiebig bestimmt worden. Und da es sich beim Dämmerungssehen überhaupt um nur eine Art von Wirkung handeln dürfte, so kann man es wohl als selbstverständlich betrachten, daß objektiv ungleiche Lichter, die gleich aussehen, also dämmerungsgleich sind, auch erkennungsgleich usw. sein werden. — Dagegen muß für die Verhältnisse des reinen Tagessehens hervorgehoben werden, daß wir hier noch vor wichtigen Aufgaben stehen und wichtige Fragen unbeantwortet sind. Daß die verschiedenen Helligkeitsdefinitionen im Ergebnis zusammentreffen, daß also flimmer- oder minimalfeldgleiche Lichter erkennungsgleich sind, das kann, wie wir gerade hier betonen müssen, nicht als selbstverständlich vorausgesetzt werden. Sind also die Erkennungswerte das, worauf es praktisch ankommt, so wird einer direkten Untersuchung, ob flimmer- oder minimalfeldgleiche Lichter erkennungsgleich sind, nicht auszuweichen sein. Ich möchte das um so mehr betonen, als die in der Literatur gebräuchlichen Bezeichnungen vielfach geeignet sind, Mißverständnissen Vorschub zu leisten. So finden wir in der neueren amerikanischen Literatur die Ergebnisse sehr schöner, mit vorzüglichen Hilfsmitteln ausgeführten Untersuchungen als eine Verteilung der visibility, in deutscher Übersetzung der Sehfähigkeit, im Spektrum bezeichnet werden. Die Werte sind nach der Flimmermethode bestimmt worden, sind also, wenn wir über das wirklich Beobachtete nicht hinausgehen wollen, als Flimmerwerte im obigen Sinne zu bezeichnen. Der Ausdruck visibility legt den Gedanken nahe, daß es sich um eine Darstellung von Schwellenwerten handelt, der Ausdruck Sehfähigkeit den, daß wir ein Maß für die bei den verschiedenen Farben bestehende räumliche Unterscheidungsfähigkeit erhalten. Obwohl, wie hier nochmals betont sei, mit der Möglichkeit zu rechnen ist, daß sich namentlich das letzere so verhält, so steht der Beweis dafür doch noch aus.

Aller Wahrscheinlichkeit nach aber werden sich hier doch feste Beziehungen ergeben, und wir werden daher ohne besondere Schwierigkeit zu einer Helligkeitsdefinition gelangen und entsprechend zu einer Methode der Messung, die für diese Art des Sehens allen Ansprüchen genügt.

Was endlich das Gebiet gemischten Sehens anlangt, wie es bei einem weiten Bereich schwacher Beleuchtungen gegeben sein wird, so kann man von vornherein sagen, daß hier die Ergebnisse sich jedenfalls verwickelt gestalten werden und solche von fester und allgemeiner Bedeutung in bezug auf alle mit der heterochromen Photometrie zusammenhängende Fragen nicht zu erhalten sein werden. Gleichwohl sollte meines Erachtens doch auch dieses Gebiet eine gewisse Berücksichtigung finden. Schon die Frage, bei welchem Punkt abnehmender Beleuchtung die Funktion der Stäbchen merkbar hervortritt, in welchem Maße sie sich namentlich für die Eindruckshelligkeiten der der Zapfen beimischt, wie stark demgemäß unter diesen oder jenen Bedingungen Erkennungsfähigkeit und Eindruckshelligkeit auseinanderfallen und manches andere, sind von einigem Interesse. Und es wäre erwünscht, sie, wenn auch nur durch die Angabe von Annäherungs- oder Durchschnittswerten, beantwortet zu sehen.

Es mögen hier noch einige Bemerkungen über die Frage angeschlossen werden, wie weit wir in unserem Gebiet mit dem Vorkommen individueller Verschiedenheiten zu rechnen haben, ob also Lichter, die für eine Person in irgendeinem Sinne gleich hell, z. B. erkennungsgleich sind, dies auch für alle anderen sind. Dabei beschränken wir uns natürlich auf den Vergleich von Sehorganen, die normal genannt werden dürfen. Hier ist zunächst daran zu erinnern, daß die quantitative Entwicklung des dem Dämmerungssehen dienenden Bestandteils, wie schon alltägliche Erfahrung lehrt, sehr ungleich ist. Es gibt viele Personen, die in der Dämmerung vortrefflich sehen, „Katzenaugen besitzen“, und in dieser Beziehung anderen weit

überlegen sind, auch wenn bei diesen nicht von einer krankhaften Herabsetzung dieser Fähigkeit, einer „Nachtblindheit" gesprochen werden kann. Für die Eindruckshelligkeiten, wenn sie in gewöhnlicher Weise auf großen Feldern geprüft werden, dürften diese Unterschiede jedenfalls in Betracht kommen, außer etwa wenn durch Benutzung sehr hoher Lichtstärken die Funktion der Stäbchen nahezu ausgeschaltet ist. Bei Verfahrungsweisen, die den Erkennungswerten gelten, also in erster Linie mit der Tätigkeit der Stelle des deutlichsten Sehens verknüpft sind, werden diese Unterschiede der einzelnen Personen vermutlich ohne Belang sein. Dagegen müssen wir hier mit einem anderen Umstande rechnen, der beträchtlich von Person zu Person differiert, das ist die Pigmentierung des gelben Flecks. Bekannte Tatsachen lehren, daß diese beträchtliche Werte erreicht, individuell aber sehr ungleich ist. Die Lichtabsorption ist für langwelliges Licht nicht von bemerkbarem Betrage, beginnt etwa bei 530 $\mu\mu$, um mit abnehmender Wellenlänge zu steigen und im Blau jedenfalls recht erhebliche Werte zu erreichen (so daß die betreffenden Lichter auf die Hälfte und noch kleinere Bruchteile ihrer Stärke vermindert werden). Für die Vergleichung gesättigter Lichter wird man also hier auf erhebliche Unterschiede rechnen müssen. Beschränkt sich der Vergleich in der vorhererwähnten Weise auf schwachgefärbte Lampen, so wird der Unterschied allerdings voraussichtlich nicht sehr groß sein. Natürlich muß nun aber mit der Möglichkeit gerechnet werden, daß abgesehen hiervon aus andern Gründen die Helligkeitsverhältnisse ungleichfarbiger Lichter bei verschiedenen Personen mehr oder weniger differieren. Wie weit das der Fall ist, darüber liegen zurzeit auch nur sehr unzulängliche Erfahrungen vor. Wir haben es hier mit einem Gegenstande zu tun, der vielleicht nicht ohne praktische Bedeutung ist, jedenfalls aber in theoretischer Hinsicht erhebliches Interesse bietet.

VI.

Wenn schon die eben erörterte Aufgabe im Hinblick auf obige besondere physiologische und psychologische Verhältnisse zwar nicht eigentlich unlösbar genannt werden kann, aber doch keine so einfache und allgemeingültige Lösung gestattet, wie man das im voraus vielleicht erwarten möchte, so gilt Ähnliches in noch höherem Grade für eine Aufgabe der Farbenlehre, der ich hier an letzter Stelle noch einige Bemerkungen widmen möchte. Wenn wir eine Gesamtheit äußerer Gegenstände durch eine bildliche Darstellung wiedergeben wollen, so erwächst bekanntlich eine besondere Schwierigkeit aus dem Umstande, daß die einzelnen Teile einer solchen Gesamtheit, so wie wir sie unter gewöhnlichen Bedingungen sehen, weit größere Unterschiede der Helligkeit aufweisen, als wir das in der bildlichen Darstellung nachahmen können. Denn die wirklichen Gegenstände sind nicht allein von verschiedener Beschaffenheit, sondern auch in gewissem, oft ganz gewaltigem Betrage ungleich beleuchtet, die einen etwa von direktem Sonnenlicht, die anderen nur von zerstreutem Tageslicht getroffen usw. Auf dem Gemälde, der Photographie dagegen stehen alle Teile unter der gleichen Beleuchtung; die Abstufung umfaßt also keinen größeren Bereich als den durch die Körperbeschaffenheit gegebenen, der im allgemeinen höchstens etwa auf das Verhältnis von 1 : 30 veranschlagt wird. Der große Helligkeitsbereich des Vorbildes muß also auf diesen viel kleineren reduziert werden und es ist eine Frage, wohl namentlich von ästhetischem Interesse, wie dabei am besten zu verfahren ist. Dabei wollen wir zunächst voraussetzen, daß technisch in dieser Hinsicht volle Freiheit besteht, wie es für den Maler der Fall sein würde. — Für diese Frage bietet sich eine bestimmte Beantwortung, die sich als grundsätzlich besonders einfach wohl zu einem Ausgangspunkt der Betrachtung eignet. Wenn, wie es eben der Natur der Sache nach unvermeidlich ist, die Unterschiede der einzelnen Teile im Bilde gegenüber dem Vorbild jedenfalls verringert werden müssen, so kann man geneigt sein zu fordern, daß dies für alle etwa im gleichen Maße geschieht, mit andern Worten, daß zwei Unterschieden, die im Vorbild etwa gleich erscheinen, auch im Abbild zwei wiederum etwa gleich erscheinende Unterschiede entsprechen. Nun ist zwar (worauf hier des genaueren nicht einzugehen ist) die Gleichheit zweier solcher Unterschiede oder Helligkeitsstufen ebensowenig ein scharf bestimmter Begriff, wie die Helligkeitsgleichung verschiedener Farben. Doch haben die Untersuchungen namentlich von Delboeuf gelehrt, daß wenigstens mit einer gewissen Annäherung der Eindruck solcher übermerklicher Helligkeitsunterschiede sich nach dem Verhältnis der objektiven Helligkeiten richtet. Annähernd wird daher jene Forderung dadurch zu erfüllen sein, daß allgemein, wenn A und B zwei Lichter des Vorbildes, a und b die entsprechenden des Abbildes sind,

$$\frac{a}{b} = \left(\frac{A}{B}\right)^r$$

gemacht wird, in welcher Formel der Wert r als Reduktionsexponent bezeichnet werden mag. Der Wert des Exponenten ergibt sich naturgemäß aus der Festsetzung, daß der ganze im Bilde verfügbare Bereich von Helligkeiten ausgenutzt werden soll, d. h. die höchsten und die geringsten im Vorbild gegebenen Helligkeiten, A und Z, der höchsten und geringsten im Abbild erreichbaren a und z entsprechen sollen, also aus der Gleichung

$$\left(\frac{a}{z}\right) = \left(\frac{A}{Z}\right)^r.$$

Obwohl nun wie gesagt eine derartige Festsetzung sich wohl zum Ausgangspunkt der Betrachtung eignet, zeigt sich doch leicht, daß sie gewiß nicht in streng schematischer Weise als Norm genommen werden kann. Abweichungen werden z. B. immer erforderlich sein, wenn im Vorbild extrem helle oder extrem dunkle Gegenstandsteile vorhanden sind. Man denke an den Fall, daß der Maler Gegenstände, die selbst Lichtquellen sind, den Mond oder gar die Sonne darzustellen wünscht. Wollte er hier nach der obigen Regel verfahren, so würde vermutlich alles Übrige so dunkel ausfallen, überdies alle Abstufungen so zusammengedrängt werden, daß die Erkennbarkeit dieser Teile in unerwünschter Weise Not litte. Der Künstler wird also vorziehen, die Helligkeit der übrigen Gegenstände der des Mondes oder der Sonne weit näher zu rücken als es jener Regel nach der Fall sein sollte. Unter diesen Umständen wird allerdings der unbefangene Betrachter wohl den Eindruck erhalten, daß jene Himmelskörper auf dem Bilde nicht mit dem vollen Glanz, der ihnen eigen ist, zur Darstellung kommen. Aber man wird das als einen nicht zu vermeidenden, übrigens auch gewohnten Übelstand in Kauf nehmen.

Wenn ferner im Vorbild dunkle und zugleich sehr schwach beleuchtete Gegenstände vorhanden sind, so kann das von ihnen zurückgeworfene Licht sich dem Nullwert, ihre Erscheinung der eines absoluten Schwarz nähern. Wollte man hier streng nach der Exponentenregel verfahren, so würden wir eine sehr starke Reduktion, einen sehr kleinen Wert für r erhalten. Dabei würde aber die Mehrzahl der Gegenstände in einer sehr nachteiligen Weise gegen das im Abbild erreichbare Maximum der Helligkeit zusammengedrängt werden. Eine Abweichung von der Exponentenregel erscheint hier aber noch um so mehr geboten, als die Bewertung der Helligkeitsunterschiede, von der wir ausgingen, auf sehr niedrigen Helligkeitsstufen, sobald wir uns den Schwellenwerten nähern, gar nicht mehr zutrifft, vielmehr unterhalb einer gewissen Helligkeit alles nahezu gleichmäßig schwarz erscheint. Es wird also geboten sein, alle dunkeln Teile des Vorbildes bis zu einer mehr oder weniger über der geringsten liegenden Helligkeit, sie möge für den Augenblick mit A' bezeichnet werden, gleichmäßig in der tiefsten Schwärze, die wir im Abbild erreichen können, wiederzugeben. Danach würde sich denn im übrigen ein Reduktionskoeffizient durch die Formel

$$\left(\frac{a}{z}\right) = \left(\frac{A'}{Z}\right)^r$$

ergeben, der hinter der Einheit weniger weit zurückbleibt, als wenn wir der allgemeinen Regel folgend die Formel

$$\frac{a}{z} = \left(\frac{A}{Z}\right)^r$$

in Anwendung bringen wollten.

Auch ein anderer Fall, in dem es sich nicht um so große Helligkeitsgegensätze handelt, gibt zu ähnlichen Erwägungen Anlaß. Wenn in einer Landschaft in naher Benachbarung direkt besonnte und in tiefem Schatten liegende Teile vorhanden sind, so wird es sich fragen, ob nicht, wenn man diesen Unterschied nach seinem vollen, der Exponentenregel entsprechenden Betrage wiedergibt, die Helligkeitsbereiche jedes einzelnen Teiles zu klein ausfallen und dadurch die Erkennbarkeit in unzulässiger Weise beeinträchtigt werden würde. Man könnte daraus den Anlaß entnehmen, den Gegensatz zwischen Licht und Schatten erheblich einzuschränken, um noch für die Abstufungen innerhalb jedes einzelnen den genügenden Spielraum zu behalten. Freilich gestattet ein Fall dieser Art auch die entgegengesetzte Betrachtung. Ist das Interesse des Künstlers gerade darauf gerichtet, den Glanz besonnter Flächen hervortreten zu lassen, so könnte er sich auch veranlaßt sehen, diesen Unterschied noch über die Forderung der Exponentenregel zu vergrößern und es dafür in Kauf zu nehmen, daß innerhalb des einen wie des andern Teiles die Einzelheiten in ihrer Helligkeitsverteilung sehr zusammengedrängt werden.

Nun hieße es ja die Dinge am verkehrten Ende anfassen, wenn der Lichttechniker oder der Sinnesphysiolog sich anmaßen wollten, in dieser Hinsicht dem Künstler Regeln aufzustellen oder Anweisungen zu geben. Eher könnte daran gedacht werden, aus den Erzeugnissen großer Künstler selbst einen Anhalt dafür zu gewinnen, in welcher Weise sie sich mit den aus der Reduktion des Helligkeitsbereiches sich ergebenden Problemen abgefunden haben. Und wir bezeichnen damit eine vielleicht nicht unlösbare Aufgabe, die unter ästhetischem Gesichtspunkt ein gewisses Interesse darbieten würde. Da indessen bestimmte Regeln in dieser Hinsicht zurzeit nicht bekannt sind, so wird auch der Lichttechniker selbst sich der Aufgabe nicht entziehen können, seine Verfahrungsweisen nach ästhetischen Gesichtspunkten einzurichten und auszubilden.

Nun liegen ja in dieser Hinsicht die Dinge bei allen sogenannten mechanischen Reproduktionen wie z. B. der Photographie ganz anders als für den frei schaffenden Künstler. Dieser kann jedem Teil seines Gemäldes die ihm gut dünkende Helligkeit und Farbe geben. Dort sind die Beziehungen zwischen Vor- und Abbild in allgemeiner Weise durch das Verfahren gegeben. Immerhin

aber gestattet das Verfahren selbst doch Modifikationen, die gerade in dieser Richtung von Bedeutung sind. Wenn wir überexponieren, werden alle helleren Teile des Vorbildes sich dem im Abbild erreichbaren Helligkeitsmaximum annähern, wir erhalten eine Zusammendrängung gegen dieses, umgekehrt bei Unterexponierung.

Gelegentlich wird also die Lichttechnik sich ohne Zweifel auch mit Aufgaben befassen müssen, die auf Erwägungen von ästhetischer und mancherlei ähnlicher Art, jedenfalls auf psychologisches Gebiet führen. Auch sind ja Bestrebungen dieser Art schon jetzt der Lichttechnik keineswegs fremd[39]); sie sind nicht nur unter praktischen Gesichtspunkten, sondern auch in technischem Sinne für die Sinnesphysiologie von großem Interesse. Wir kommen hiermit wieder auf den Gedanken zurück, von dem wir ausgegangen waren. Muß die Lichttechnik bei der Wahl ihrer Aufgaben sich nach den Verhältnissen des Gesichtssinnes in erster Linie richten, so wird auch die ausgedehnte Bedeutung, die dieser Sinn, das Sehen und alles was mit ihm zusammenhängt, in unserem gesamten Seelenleben besitzt, in der Fülle und Mannigfaltigkeit der Gegenstände zum Ausdruck kommen, die in den Arbeitskreis der Lichttechnik fallen. Die bedeutungsvolle Tatsache, daß hier erstmals die Lichttechnik eine eigene und selbständige, nur ihren Zwecken gewidmete Arbeitsstätte erhalten hat, bürgt dafür, daß jene Zielsetzung mit weitem Blick erfaßt und gewürdigt, daß an der Lösung aller sich bietenden Aufgaben mit Tatkraft und reichem Erfolg gearbeitet werden wird.

Anmerkungen.

In den folgenden Literaturnachweisen bedeutet

Helmholtz, Ph. O.: Helmholtz, Handbuch der Physiologischen Optik. Welche der drei Auflagen gemeint ist, ist jeweils hinzugefügt.

Zeitschr. f. Psych.: Zeitschrift für Psychologie und Physiologie der Sinnesorgane.

Zeitschr. f. S.: Die vom 41. Band ab gesondert als zweite Abteilung derselben Zeitschrift erscheinende „Zeitschrift für Sinnesphysiologie".

v. Kries, Abh.: Abhandlungen zur Physiologie des Gesichtssinnes, herausgeg. von v. Kries (Sonderdrucke aus der genannten Zeitschrift).

König, Abh.: Königs Gesammelte Abhandlungen zur Physiologischen Optik.

[1]) Vgl. Helmholtz, Ph. O. 1. A. 283 f., 3. A. II, 112 f. Ferner v. Kries in Nagels Handbuch der Physiologie III, 114 f.

[2]) v. Kries in Nagels Handbuch der Physiologie III, 121 f.

[3]) Ebenda 123.

[4]) A. König, Die Grundempfindungen im normalen und anomalen Farbensystem und ihre Verteilung im Spektrum. Zeitschr. f. Psych. **4** (1892), 241 f.: Abh. 214.
v. Kries, Über Farbensysteme. Zeitschr. f. Psych. **13** (1897), 241; Abh. I, 105.

[5]) A. König, Über Newtons Gesetz der Farbenmischung und darauf bezügliche Versuche des Herrn Eugen Brodhun. Sitzungsber. d. Berliner Akademie 1887, 311; Abh. 108.

[6]) v. Kries und W. Nagel, Über den Einfluß von Lichtstärke und Adaptation auf das Sehen des Dichromaten (Grünblinden). Zeitschr. f. Psych. **12** (1896), 1; Abh. I, 45.

[7]) v. Kries, Über die Farbenblindheit der Netzhautperipherie. Zeitschr. f. Psych. **15** (1897), 247; Abh. II, 1.

[8]) Zu der Vorstellung von der Bildung des Sehorgans, der ich den Namen der Duplizitätstheorie gegeben habe, sind, nachdem schon der Anatom Max Schultze im Jahre 1868 eine ähnliche Vermutung auf Grund vergleichend-anatomischer Tatsachen ausgesprochen hatte, fast gleichzeitig ich und Parinaud gelangt (1894). Nach den verschiedensten Seiten durchgearbeitet, entwickelt und bestätigt wurde die Theorie im folgenden Jahrzehnt in einer beträchtlichen Anzahl in meinem Institut ausgeführter Untersuchungen. Diese finden sich in meinen „Abhandlungen zur Physiologie des Gesichtssinnes" H. 1 bis 4 (Joh. Ambr. Barth, Leipzig. 1897 bis 1918). Eine zusammenfassende Darstellung der Duplizitätstheorie habe ich in Nagels Handbuch der Physiologie III, 184 gegeben, sowie Nagel in Helmholtz, Ph. O. 3. A. II, 290.

[9]) Unter gewissen Bedingungen kann dies auch für Lichtgemische der Fall sein, die sowohl beim Tages- wie beim Dämmerungssehen farblos erscheinen und zwischen denen sich daher beim Übergang von der einen zur andern Sehweise lediglich das Stärkeverhältnis verschiebt. Man hat diese Fälle als ein Purkinjesches Phänomen ohne Farben bezeichnet. v. Kries in der unter 7) zitierten Arbeit, 274 bzw. 28.

[10]) W. Trendelenburg, Quantitative Untersuchungen über die Bleichung des Sehpurpurs in monochromatischem Licht. Zeitschr. f. Psych. **37** (1904), 1. v. Kries, Abh. III, 6.

[11]) Der Unterschied besteht vornehmlich darin, daß bei extremem Tagessehen die Umrißlinie der Farbentafel bis etwa zur Wellenlänge 540 $\mu\mu$ merklich geradlinig verläuft, während nach den Ergebnissen Königs sie schon von etwa 590 $\mu\mu$ ab sich zu krümmen beginnt. Theoretisch würde dies bedeuten, daß im Sinne der Helmholtzschen Theorie die Wirkung auf die Blaukomponente schon bei 590 $\mu\mu$ mit merklichen Werten einsetzt, während das in Wirklichkeit erst bei sehr viel kleineren Wellenlängen anzunehmen ist. K. ist hier, da er im Dunkelzimmer und mit zu großen Gesichtsfeldern arbeitete, durch Einmischung des Dämmerungssehens getäuscht worden.

[12]) Die ersten Bestimmungen dieser Art sind im Grunde diejenigen, die von Hering gemacht wurden, der freilich die Erscheinungen noch ganz anders auffaßte und in den erhaltenen Werten die Weißvalenzen für das Sehorgan überhaupt erblicken wollte. (Hering und Hillebrand, Sitzungsber. d. Wiener Akademie, Math.-naturw. Kl. **98** (1889), 70.) Genaue Bestimmungen über die Dämmerungswerte sind dann zuerst von Nagel (Zeitschr. f. Psych. **12** (1896), 12; v. Kries, Abh. I, 56), später von Schaternikoff ausgeführt worden. Zeitschr. f. Psych. **29** (1902), 255 (Abh. II, 189).

[13]) Unter der Ermittlung der in physikalischem Sinne genommenen Körperfarbe würde die Feststellung zu verstehen sein, in welchem Verhältnis jedes beliebige auftreffende Licht zurückgeworfen und absorbiert wird, also eine Bestimmung der zurückgeworfenen Bruchteile als Funktion der Wellenlänge. Eine derartige Ermittlung, die nach bekannten spektrophotometrischen Verfahrungsweisen zwar auszuführen, aber umständlich ist und keine besonderen Probleme einschließt, bleibt hier außer Betracht.

[14]) Vgl. hierüber die Darstellungen von Schrödinger, Theorie der Pigmente von größter Leuchtkraft. Ann. d. Phys. [4] **62** (1920), 603.



[15]) Maxwell, Philos. Transactions 1860. Ferner v. Frey und v. Kries, Archiv für (Anatomie und) Physiologie 1881. Auch die später nach den Angaben von Helmholtz konstruierten großen Spektralapparate sind nach dem gleichen Prinzip eingerichtet. Vgl. namentlich König, Zeitschr. f. Psych. **4** (1892), 241; Abh. 214.

[16]) Die Ausführung eines Instruments von der hier skizzierten Art hatte ich gewünscht, verwirklichen zu können, und eine Reihe vorbereitender Schritte dazu getan. Die Schwierigkeiten, denen ich dabei begegnete, haben mich jedoch veranlaßt, den Gedanken für mich fallen zu lassen. Da es sich jedoch nur um Schwierigkeiten äußerer Art (hauptsächlich, wenn auch nicht allein, die pekuniären) handelt, so hoffe ich, daß der Plan in dieser oder ähnlicher Form vielleicht von anderer Seite einmal aufgenommen wird.

[17]) W. Ostwald, Die Farbenfibel. Leipzig 1917. Die uns hier interessierenden Konstruktionsprinzipien sind in diesem Schriftchen bereits in großer Klarheit und vollständig entwickelt. Es genügt daher, hier auf dieses zu verweisen, ohne die zahlreichen weiteren Veröffentlichungen desselben Autors hier vollständig aufzuführen.

[18]) v. Kries, Physiologische Bemerkungen zu Ostwalds Farbenfibel. Zeitschr. f. S. **50** (1919), 117; Abh. IV, 144.

[19]) Ostwald definiert neuerdings seine reinen Farben nach dem sog. „Farbenhalb". Das reine Grün ist hiernach diejenige Farbe, die resultiert, wenn von dem auffallenden Licht alle Teile vom reinen Gelb bis zum reinen Blau vollständig zurückgeworfen werden. Es ist aus den Versuchen über die Mischung spektraler Lichter wohl bekannt, daß wir hierbei ein Grün erhalten, das an Sättigung sehr zurückbleibt hinter demjenigen, das wir erhalten können, wenn das Licht eines kleineren Bereiches zurückgeworfen wird. Daß auch als Körperfarben Lichter erhalten werden können, die das nach dem Farbenhalb definierte reine an Sättigung mehr oder weniger übertreffen, kann wohl kaum bezweifelt werden.

[20]) Über die hier bestehenden, wie es scheint recht beträchtlichen individuellen Unterschiede vgl. Helmholtz, Ph. O. 2. A. 428.

[21]) Dieser Weg ist von Helmholtz (Ph.O. 2.A. 444 f.), neuerdings namentlich von Schrödinger (Grundlinien einer Theorie der Farbenmetrik im Tagessehen. Ann. d. Phys. [4] **63** (1920), 397) eingeschlagen worden. Auf die Gründe, die mich veranlassen, ihn für wenig aussichtsreich zu halten, kann an dieser Stelle des genaueren nicht eingegangen werden. Sie hängen mit meiner ganzen Auffassung des Problems einer Messung von Empfindungsstärken, Empfindungsunterschieden, Ähnlichkeitsgraden usw. zusammen. Es mag hier genügen zu sagen, daß m. E. ganz ebenso wie die Helligkeitsgleichheit verschiedener Farben, so auch die Größen-Gleichheit oder Verschiedenheit von Empfindungsunterschieden usw. ein zunächst sehr unbestimmter Begriff ist, für dessen wissenschaftliche Benutzung die Festlegung durch irgendeine mehr oder weniger willkürliche Definition erforderlich ist, und daß für eine solche Definition die dem Fechnerschen Gesetz zugrunde liegenden eben merklichen Unterschiede nur in sehr beschränktem Maße geeignet sind. Vgl. hierüber v. Kries, Über die Messung intensiver Größen und das sog. psychophysische Gesetz. Vierteljahrsschrift f. wissenschaftl. Philosophie VI, 257. Ferner meine Ausführungen in Nagels Handbuch der Physiologie III, 25 f., und v. Kries, Logik (1916), 13 u. 30.

[22]) A. König, Über den Helligkeitswert der Spektralfarben bei verschiedener absoluter Intensität. Beiträge zur Psychologie und Physiologie der Sinnesorgane, Helmholtz gewidmet. Leipzig 1891.

[23]) Schrödinger, Farbenmetrik. Zeitschr. f. Physik (1920), 459.

[24]) R. Siebeck, Über Minimalfeldhelligkeiten. Zeitschr. f. S. **41** (1906), 89. — v. Kries, Abh. III, 71.

[25]) Zahn, Über die Helligkeitswerte reiner Lichter bei kurzen Wirkungszeiten. Zeitschr. f. S. **46** (1908), 287. — v. Kries, Abh. IV, 86.

[26]) Vierordt, Poggendorffs Annalen **137** (1869), 200; Die Anwendung des Spektralapparats. Tübingen 1871.

[27]) A. König, Die Abhängigkeit der Sehschärfe von der Beleuchtungsintensität. Sitzungsber. d. Berliner Akademie 1897, 559; Abh. 378.

[28]) Vgl. Haycraft, Luminosity and Photometry. Journal of Physiology **21** (1897), 126. Ferner Rivers, The photometry of coloured papers, ebenda **22** (1897), 137, und besonders Porter, Proceedings of the Royal Society London **70**, 313.

[29]) Brücke, Sitzungsber. d. Wiener Akademie, Math.-naturw. Kl. III 84, 425.

[30]) Rood, The American Journal of Science, 3 Ser. **25** (1878), 81; ref. in den Beiblättern zu den Annalen für Physik und Chemie **3**, 805.

[31]) Polimanti, Zeitschr. f. Psych. **19** (1899), 263; Abh. III, 83.

In neuerer Zeit sind ausgedehnte Bestimmungen über die Helligkeitsverteilung im Spektrum namentlich von Ives und Nutting gegeben worden (Nutting, Die Sichtbarkeit der Strahlung. Zeitschr. f. Beleuchtungswesen 1917, 128). Soweit ich aus den mir allein zugänglichen Mitteilungen urteilen kann, sind auch diese Beobachtungen nach der Roodschen, im Text unter 10. erwähnten Flimmermethode, nicht nach der älteren, im Text unter 8. erwähnten ausgeführt worden, sind also in ihrer Bedeutung den hier erwähnten Ermittlungen von Polimanti gleichzustellen. N. findet den Höchstwert der Helligkeit bei 575 $\mu\mu$, was sich jedoch auf ein Spektrum mit gleichmäßiger Energieverteilung bezieht und mit der Lage des Höchstwertes bei etwa 590 $\mu\mu$ im prismatischen Spektrum des Sonnenlichts gut übereinstimmen dürfte.

[32]) Pulfrich, Die Stereoskopie im Dienste der isochromen und heterochromen Photometrie. Die Naturwissenschaften 1922, S. 553, 569, 596, 714, 735 und 751. Buchausgabe unter dem Titel „Die Stereoskopie im Dienste der Photometrie und Pyrometrie". Berlin 1922. Vgl. ferner v. Kries, Über das stereophotometrische Verfahren zur Helligkeitsvergleichung ungleichfarbiger Lichter. Die Naturwissenschaften 1923, S. 461.

[33]) Ich habe im Text nur solche Verfahrungsweisen berücksichtigt, die auf einem selbständigen Prinzip beruhen, nicht aber solche, die ein schon anderweit benutztes Prinzip nur in besonderer Weise zur Anwendung bringen. Dahin rechne ich z. B. ein von Hering angegebenes, von Brückner benutztes Verfahren. Es besteht darin, daß nicht das zu prüfende farbige Licht direkt mit einem farblosen verglichen, vielmehr einem farblosen Licht nur ein gewisser Bruchteil des zu prüfenden farbigen beigemischt wird. Es ist dann zu prüfen, und zwar dem unmittelbaren Eindruck nach, ob diese Beimischung eine Erhellung oder eine Verdunklung bewirkt. Vergleichsprinzip ist hier also das des unmittelbaren Eindrucks. Nur wird durch einen besondern Kunstgriff der Farbenunterschied verringert. (Pflügers Archiv f. d. ges. Physiologie **98** (1903), 90.) Das gleiche trifft für ein von Voss angegebenes Verfahren zu (Naturwissenschaften 1919, 789), bei dem das Normallicht so gefärbt wird, daß es dem zu prüfenden an Farbe gleich wird. Denn die Einstellung des Normallichts auf verschiedene Farben muß ohne Änderung seiner gesamten Helligkeit erfolgen. Es wird zu diesem Zweck in drei gleich helle Teile zerlegt, die in wechselnden Mengenverhältnissen gemischt werden können. Dabei ist also schon ein Verfahren vorausgesetzt, das jene drei Teile gleich hell zu machen gestattet.

[34]) Helmholtz, Ph. O. 2. A. 444.

[35]) Pauli, Untersuchungen über die Helligkeit und den Beleuchtungswert farbiger und farbloser Lichter. Zeitschr. f. Biologie **60** (1913), 311.

[36]) Die Frage der Addierbarkeit umfaßt übrigens auch andere Fälle, die von Bedeutung sind. Zweckmäßig kann man wiederum als einen extremen den Fall herausheben, bei dem Veränderungen des ganzen Helligkeitswertes möglichst



ausgeschlossen sind. So kann gefragt werden, ob, wenn zwei farbige Lichter A und B demselben farblosen C gleich hell sind, auch $A/2 + B/2$ mit C gleich hell sind. Vgl. über die Addierbarkeit ungleichfarbiger Helligkeiten die Untersuchung von Brückner (Pflügers Archiv **98** (1903), 90), der zu dem Ergebnis kommt, daß eine solche Addierbarkeit nicht, jedenfalls nicht allgemein besteht.

[37]) Voss, Die heterochrome Photometrie in Theorie und Praxis. Naturwissenschaften 1919, 789.

[38]) Vgl. namentlich L. Th. Troland, Die Helligkeit, ihre Voraussetzungen und Eigenschaften. Zeitschr. f. Beleuchtungswesen 1917, 58. Dort wird auch das vollständige Fehlen des Purkinjeschen Phänomens in einem kleinen zentralen Bezirk (worüber gelegentlich noch Zweifel ausgesprochen worden sind) bestätigt.

[39]) Es sei hier namentlich an Goldbergs Studie: Über den Aufbau des photographischen Bildes (Enzyklopädie der Photographie, H. 99. Halle 1922) erinnert.

(Eingegangen Juni 1922 bzw. am 10. Mai 1924.)

Raummodell zur photometrischen Untersuchung von Innenräumen.

Von J. Teichmüller.

Die Projektierung von Beleuchtungsanlagen beruht zu einem wesentlichen Teile auf photometrischen Messungen, insofern nämlich die Ergebnisse von Messungen an vorhandenen Räumen wichtige Grundlagen für die bei der Projektierung zu behandelnden Räume liefern müssen. Die Projektierung ist für Innenräume im allgemeinen wichtiger und schwieriger als die für Außenräume, — wichtiger, weil in ihnen feinere Arbeiten ausgeführt zu werden pflegen, die eine sorgfältigere Behandlung des Projektes und eine stärkere und bessere Beleuchtung erfordern, — schwieriger, weil die Beleuchtung nach Stärke und Güte viel mannigfaltigeren und viel verwickelteren Einflüssen ausgesetzt ist. Trotzdem liegen heute noch viel weniger grundlegende photometrische Messungen für Innenräume vor als für Außenräume. Das liegt zweifellos daran, daß die mannigfaltigen und verwickelten Einflüsse für die Messungen mannigfaltige, zeitraubende und kostspielige Veränderungen in bezug auf die Gestaltung und Ausstattung der Innenräume und auch der Lampenausrüstungen, endlich auch in bezug auf die Zahl der Lampen erfordern. Das kommt in dem sogenannten Wirkungsgradverfahren deutlich zum Ausdruck, das heute die Projektierung der Beleuchtung von Innenräumen, soweit sie auf die Erreichung einer gewissen mittleren Beleuchtungsstärke gerichtet ist, fast vollständig beherrscht. Hier ist die grundlegende Konstante der sogenannte Wirkungsgrad (nämlich das Verhältnis des zur Beleuchtung der Meßebene nützlich verwendeten zum insgesamt erzeugten Lichtstrome), der bei der Projektierung der Innenräume der mannigfaltigsten Art zur Verfügung stehen, also auch in solchen Räumen gemessen sein muß.

Unter diesen Umständen ist es verwunderlich, daß solche Messungen nicht in umfangreicher Weise an Raummodellen angestellt sind, wo sie sich doch offenbar mit viel einfacheren Mitteln und viel geringeren Kosten ausführen lassen müssen. Die Erfahrungen, die mit Modellversuchen auf anderen Gebieten der Technik — ich erinnere nur an die Modellversuche auf dem Gebiete des Flußbaus, der Schiffahrt, der Flugzeuge und Luftschiffe und an elektrischen Leitungsnetzen — gemacht worden sind und die außerordentlich zur Förderung der Technik beigetragen haben, hätten schon längst Anstoß zu solchen lichttechnischen Messungen am Modell geben sollen.

Auf diesem Standpunkt stand ich, als ich im November 1919 an die Jubiläumsstiftung der deutschen Industrie die Bitte um Bewilligung von Mitteln richtete, um ein Raummodell für die Bestimmung des Wirkungsgrades von Beleuchtungsanlagen für Innenräume herzustellen. Der Antrag wurde in sehr dankenswerter Weise bald bewilligt

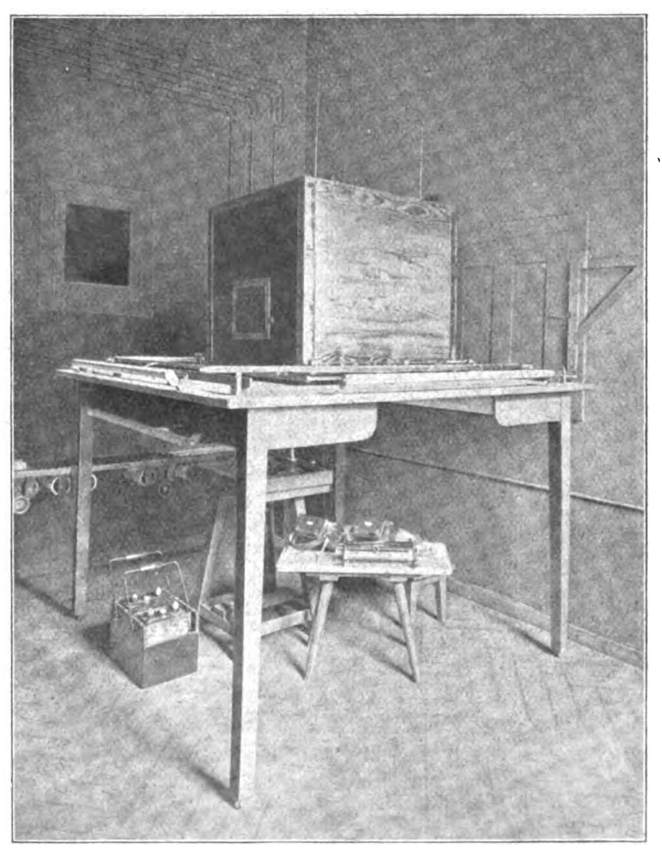


Abb. 1. Apparatur zur Messung des Wirkungsgrades der Beleuchtung von Innenräumen am Modell.

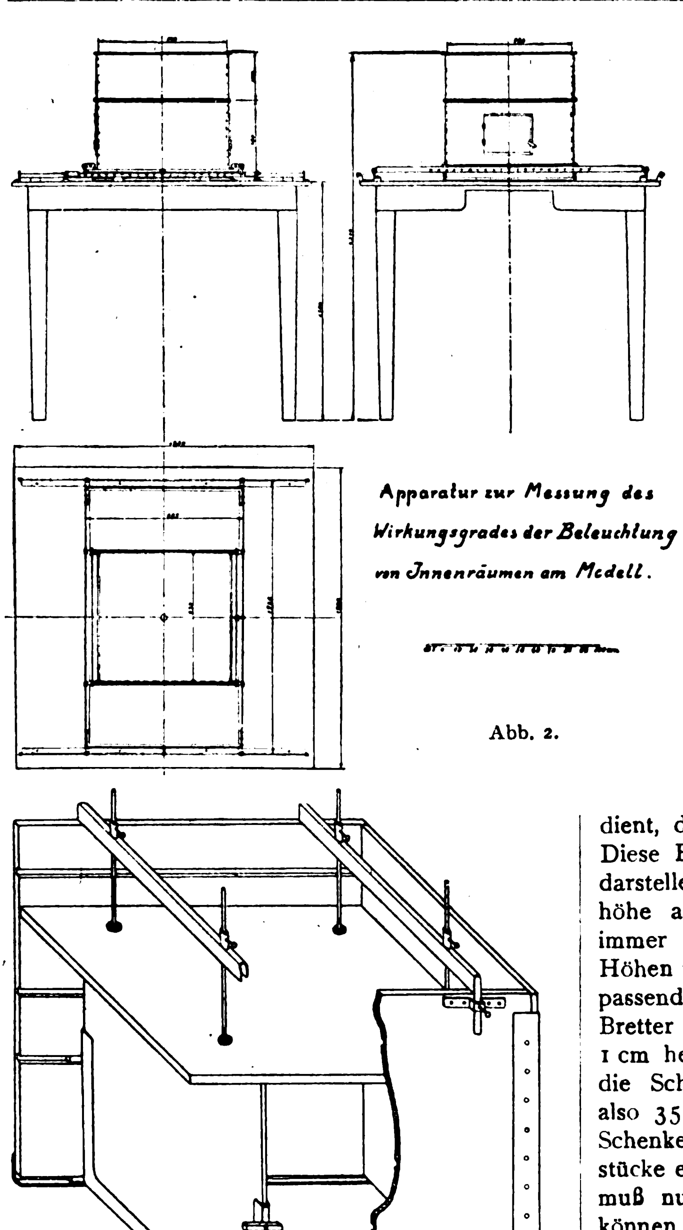


Abb. 2.

Abb. 3. Konstruktion des Raummodells.

und die geplante Einrichtung in Auftrag gegeben. Leider konnten an der bald fertiggestellten Apparatur die Messungen nicht gleich begonnen werden, denn es trat die Aufgabe der Errichtung und Ausstattung des Lichttechnischen Instituts dazwischen. Erst jetzt kann ich genauere Mitteilungen über die Apparatur und die ersten Messungen damit bekannt geben.[1])

Die Apparatur ist in Abb. 1 nach photographischer Aufnahme, in Abb. 2 in technischer Zeichnung dargestellt. — Das Raummodell besteht aus einem Kasten von 80 × 86,5 cm Grundfläche im Lichten und 80 cm Höhe, von dem der Boden fehlt, während die Decke innerhalb des von den vier Seitenwänden gebildeten Rahmens in senkrechter Richtung verschiebbar ist.[2]) Der Rahmen wird nämlich von zwei aus leichtem U-Eisen gebildeten abnehmbaren Trägern überspannt, deren jeder zwei Führungs- und Feststellhülsen trägt. Durch diese Hülsen treten vier etwa 60 cm lange Eisenstäbe, an denen die Raumdecke befestigt ist; die Stäbe sind in den Hülsen durch Schrauben an allen Stellen feststellbar, so daß damit die Raumdecke in jeder beliebigen Höhe fest eingestellt werden kann. — Um außerdem eine der vier Seitenwände verschieben zu können, ist folgende Einrichtung getroffen: Aus dem schon oben verwendeten leichten U Eisen ist — s. Abb. 3 — ein annähernd 80 cm weiter U-förmiger Tragrahmen so gebogen, daß er in seinen 35 cm senkrecht aufragenden Seitenteilen Brettern zur Führung dient, die auf dem unteren Teile des U aufruhen. Diese Bretter sollen die vierte Seite des Raumes darstellen. Um die Höhe dieser Seite jeder Raumhöhe anpassen zu können, sind die Bretter in immer gleicher Länge, aber sehr verschiedenen Höhen von 35 bis 1 cm geschnitten, so daß durch passende Auswahl und Zusammenstellung der Bretter jede beliebige Höhe in Abstufungen von 1 cm hergestellt werden kann. Soll die Raumhöhe die Schenkelhöhe des U-förmigen Tragrahmens, also 35 cm, erheblich übersteigen, so werden die Schenkel durch leicht aufschiebbare Verlängerungsstücke erhöht. — Der Tragrahmen mit den Brettern muß nun als Ganzes seitlich verschoben werden können. Zu diesem Zwecke sind an seinen aufragenden Schenkeln außen 6 cm lange Eisenstücke horizontal befestigt; diese passen in zwei Nuten, die in die beiden längeren gegenüberstehenden Holzwände eingefräst sind und dem Tragrahmen bei seiner seitlichen Verschiebung als Schlitten sichere Führung geben. Die etwa aufgeschobenen Verlängerungsstücke werden in zwei mal zwei gleichen Nuten in gleicher Weise geführt. Durch die Möglichkeit, die Decke und die eine der Wände zu verschieben, kann man durch das Modell jeden

[1]) Inzwischen hat Herr Dr.-Ing. F. X. Fischer auch Messungen an einem Modellraum (von zufällig fast gleichen Abmessungen) angestellt. Die Messungen werden demnächst veröffentlicht werden.

[2]) In der technischen Zeichnung, Abb. 2, ist der Modellraum in einer älteren Ausführung dargestellt, in der Decke und Wände des Raumes nicht verschiebbar waren. — Die vier senkrechten Stäbe in Abb. 3 sind in Wirklichkeit erheblich länger.

beliebigen Raum von rechteckigem Grundriß und nicht unnormaler Höhe maßstäblich wiedergeben. Um unnormal hohe Räume, wie Lichtschächte, zu untersuchen, ist ein 80 cm hoher Pappkasten hergestellt, der auf den Holzkasten aufgesetzt werden kann. — Die Ausstattung des Innenraumes kann man im Modell dadurch nachahmen, daß man die Wände maßstäblich in derselben Höhe mit derselben Tapete auskleidet oder bei angestrichenen Wänden zur Auskleidung des Kastens ein Papier wählt, dessen Reflexionsvermögen, wie durch vorausgegangene Messung festzustellen ist, dem des im wirklichen Raume verwendeten Anstrichs gleich ist. Gerade so kann an der Decke und — wie wir nachher sehen werden — auch an dem (vorläufig noch nicht vorhandenen) Fußboden verfahren werden. Fensteröffnungen kann man durch aufgeklebte oder mit Reißnägeln aufgesteckte Stücke schwarzen Papiers nachbilden; für mehr theoretische Untersuchungen über den Einfluß von Fensteröffnungen sind an zwei Seitenwänden des Kastens verschließbare Öffnungen ausgesägt. Die Nachbildung der sonstigen Ausstattung kann man, etwa durch Anbringung von Modellmöbeln u. dgl., so weit treiben, wie man will.

Der ganze Kasten ist nun auf zwei eiserne Bänder aufgesetzt, deren seitlich abstehende, nach oben gekröpfte Enden zu Achsen für Messingrollen geformt sind. Der so zu einem Wagen ausgebildete Kasten kann auf kleinen Schienen hin und her bewegt werden, die an ihren Enden die gleichen Messingrollen tragen und miteinander so versteift sind, daß dieses Schienengestell seinerseits ebenfalls auf Schienen beweglich ist. Diese letzteren Schienen sind auf der $1{,}9 \times 1{,}9$ m großen Platte eines 1,25 m hohen Tisches fest aufgeschraubt und liegen senkrecht zu den Schienen des fahrbaren Gestells. Auf diese Weise kann der Kasten in zwei zueinander senkrechten Richtungen leicht verschoben werden.

Die Tischplatte ist genau in der Mitte durchbohrt; das Loch ist etwa 5 cm weit und gestattet dem Tubus eines unter dem Tische aufgestellten Tubusphotometers von Schmidt & Haensch den Durchtritt. Um diesen Tubus herum wird das Raummodell in der beschriebenen Weise bewegt; es kann somit die Beleuchtungsstärke an jedem Punkte des Fußbodens dieses Modellraums oder der maßstäblich 1 m höher liegenden Meßebene leicht gemessen werden. Der Beobachter sitzt auf einem Schemel unter dem Tische und bewegt den Kasten in den beiden Koordinatenrichtungen durch Schnüre, die über Gleitrollen führen und an den vier Seiten des Tisches herabhängen.[3]) — Selbstverständlich wird man in einem Innenraume die Beleuchtungsstärke im allgemeinen immer an denselben Punkten der Ebene messen, die man so ausgewählt hat, daß die mittlere Beleuchtungsstärke und die Gleichmäßigkeit mit hinreichender Genauigkeit erhalten werden. Um vom Platze des Beobachters aus die richtige Einstellung des Raummodells auf den nächsen Punkt beobachten zu können, ist eine Einrichtung so getroffen, daß ein im allgemeinen brennendes Glühlämpchen erlischt, wenn die richtige Stellung erreicht ist; die in der Hauptsache aus Gleitschiene und Gleitfeder bestehende Einrichtung kann man sich ohne nähere Beschreibung leicht vorstellen: Die auf der Schiene schleifende Gleitfeder schließt den Stromkreis des Glühlämpchens; alle 5 cm ist die Schiene auf einige Millimeter mit Isolierband umwickelt, so daß an diesen Stellen der Stromkreis unterbrochen ist. — Den Fußboden des Raummodells bildet die Tischplatte, und zwar wegen der Verschiebung des Kastens fast in ihrer ganzen Ausdehnung. Will man den Einfluß seiner Farbe und seines Reflexionsvermögens untersuchen, so muß die Tischplatte mit einem entsprechenden Papier belegt werden.

Wenn auch an der Zuverlässigkeit der Messungen am Raummodell, nämlich der Übertragbarkeit der am Modell erhaltenen Meßergebnisse auf die wirklichen Räume, nicht wohl gezweifelt werden kann, so lag es doch nahe, erst einmal vergleichende Messungen an einem wirklichen Raume und einem diesen Raum nachbildenden Modell auszuführen. Gewählt wurde als ersterer das weiße Laboratorium des Lichttechnischen Instituts, ein Raum von $8{,}56 \times 7{,}10\ \mathrm{m} = 60{,}78\ \mathrm{m}^2$ Grundfläche und 4 m Höhe und vollständig weißem Wand- und Deckenanstrich; auch die Fensterwand ist in ihrer ganzen Ausdehnung weiß, wenn die Fenster durch lichtdichte Rolläden mit glatter, weiß gestrichener Innenfläche abgeschlossen sind. Das war bei den Messungen der Fall. Der Fußboden besteht aus Parkett; sein Reflexionsvermögen wurde nicht gemessen, weil der alte stark vernachlässigte Boden in der Farbe und dem Reflexionsvermögen außerordentlich ungleichmäßig war.[4]) Die Messung des Reflexionskoeffizienten der übrigen den Raum begrenzenden Flächen ergab im Mittel aus vielen Messungen an verschiedenen Stellen der Wände, der Decke und den Rolläden

$$M = 83{,}1\,\%$$

bei einer größten Abweichung von $+1{,}9\,\%$ und $-0{,}96\,\%$.

Der Raum konnte durch das Modell im Maßstabe 1:10 geometrisch genau nachgebildet werden. Um das gleiche Reflexionsvermögen für Decke,

[3]) Die Schnüre sind in Abb. 1 und 2 weggelassen, die Gleitrollen sind in Abb. 1 und der zweiten Zeichnung von Abb. 2 erkennbar.

[4]) Eine genauere Beschreibung des Raumes ist in der vorangegangenen Beschreibung des Lichttechnischen Instituts auf S. 324 dieses Heftes enthalten.

Wände und Fußboden zu erhalten, wurden die Innenflächen des Modells mit weißem Papier, die Tischplatte mit braunem Papier belegt. Während man sich bei der Auswahl des letzteren (weil die Reflexion vom Fußboden auf die Beleuchtungsstärke der Meßebene einen großen Einfluß jedenfalls nicht ausüben kann) mit einfacher Vergleichung durch das Auge begnügte, wurde das erstere unter vielen Mustern durch Messung ausgewählt. Die Messung des gewählten am besten passenden Musters ergab

$$M = 82{,}5\,\%.$$

Wichtig ist selbstverständlich für unsere Messung, daß auch die Lampen im wirklichen Raume und im Raummodell gleichartig sind, also auch gleiche Lichtausstrahlungskurven haben. Diese Bedingung konnte leider nur mit einer gewissen Annäherung erfüllt werden, denn man hat unter gewöhnlichen Verhältnissen keine Möglichkeit, die

Zahlentafel 1.

		Im wirklichen Raume	Im Raummodell
Nackte Lampe	Lichtverteilungskurve		siehe Abb. 4
	Lichtstrom Φ:		
	insgesamt Φ_g . . .	3565,0 Lm	100,0 Lm
	0° bis 60° (in % von Φ_g)	29,2 %	27,4 %
	60° „ 90°	24,8 %	25,3 %
	90° „ 120°	24,1 %	25,0 %
	120° „ 180°	21,9 %	22,3 %
Dieselbe Lampe mit Blechreflektor	Lichtverteilungskurve		siehe Abb. 5
	Lichtstrom Φ:		
	insgesamt Φ_g . . .	2825,0 Lm	87,7 Lm
	0° bis 60° (in % von Φ_g)	50,6 %	43,7 %
	60° „ 90°	14,8 %	35,4 %
	90° „ 120°	34,6 %	21,0 %
	120° „ 180°	0,0 %	0,0 %
Dieselbe Lampe mit Ausrüstung vorwiegend tiefstrahlend	Lichtverteilungskurve		siehe Abb. 6
	Lichtstrom Φ:		
	insgesamt Φ_g . . .	2294,0 Lm	75,0 Lm
	0° bis 60° (in % von Φ_g)	54,1 %	59,1 %
	60° „ 90°	20,4 %	17,0 %
	90° „ 120°	14,0 %	15,2 %
	120° „ 180°	11,4 %	8,8 %
Dieselbe Lampe mit Ausrüstung vorwiegend hochstrahlend	Lichtverteilungskurve		siehe Abb. 7
	Lichtstrom Φ:		
	insgesamt Φ_g . . .	2945,0 Lm	54,32 Lm
	0° bis 60° (in % von Φ_g)	24,3 %	20,0 %
	60° „ 90°	16,0 %	13,1 %
	90° „ 120°	15,3 %	11,6 %
	120° „ 180°	44,4 %	55,3 %

Gestalt des Leuchtfadens einer Glühlampe zu ändern, und auch die Änderung der Lampenausrüstungen ist ohne sehr große Umstände nicht in ganz beliebigem Sinne möglich. Die wichtigsten

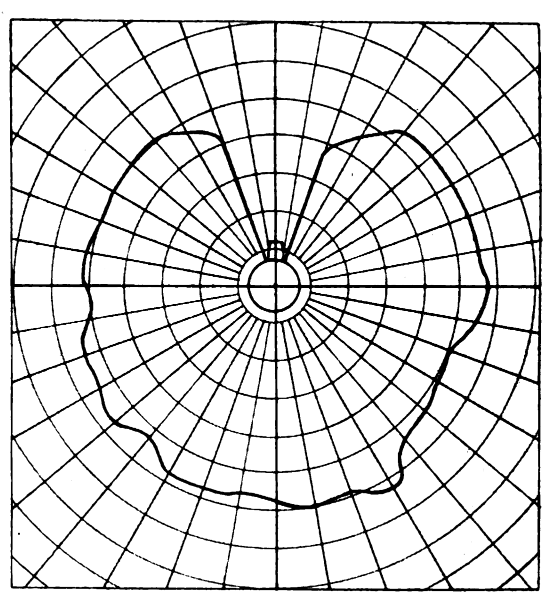


Abb. 4. Lichtverteilungskurve: Nackte Lampe.

Angaben aller verwendeten Lampen sind aus der folgenden Zusammenstellung zu entnehmen. In dieser bedeutet z. B. 60° bis 90°, daß der Licht-

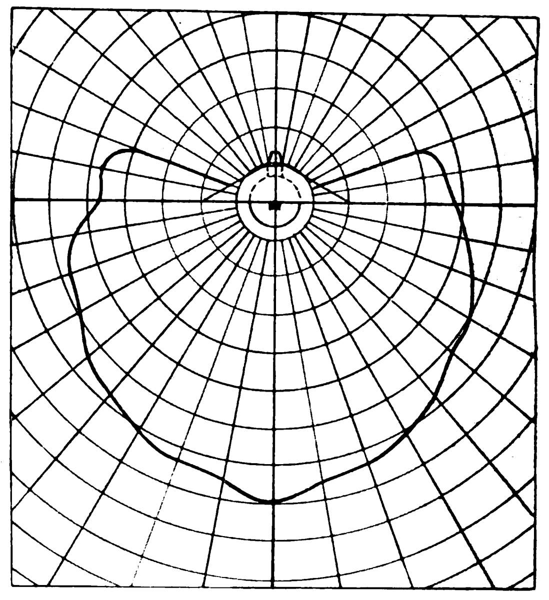


Abb. 5. Lichtverteilungskurve: Lampe mit Blechreflektor.

strom Φ in der durch die Breitengrade 60° und 90° begrenzten Zone gemessen ist.

Die Lichtverteilungskurven sind immer in einer solchen Anzahl von Meridianebenen aufgenommen, daß sich ein zuverlässiger Mittelwert bilden ließ.

Die Lichtströme wurden mit der Ulbrichtschen Kugel gemessen, außerdem aber noch aus der Lichtverteilungskurve in bekannter Weise ermittelt und dabei so geteilt und die Teile in Prozenten

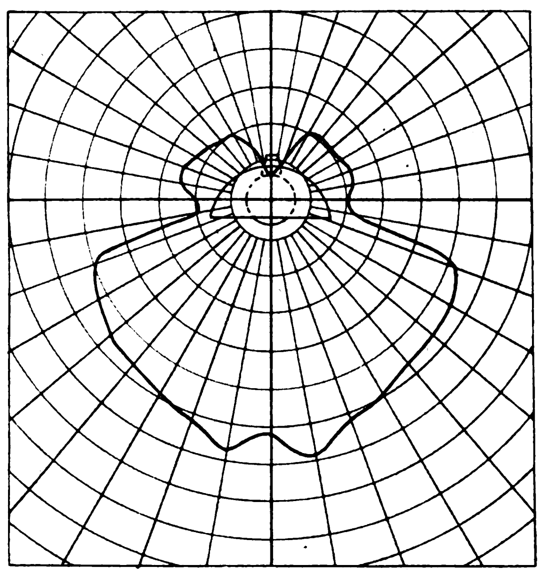


Abb. 6. Lichtverteilungskurve: Lampe mit vorwiegend tiefstrahlender Ausrüstung.

des Gesamtlichtstroms so angegeben, daß man leicht roh beurteilen kann, wieviel vom Gesamtlichtstrom auf die Decke, wieviel auf die Wände,

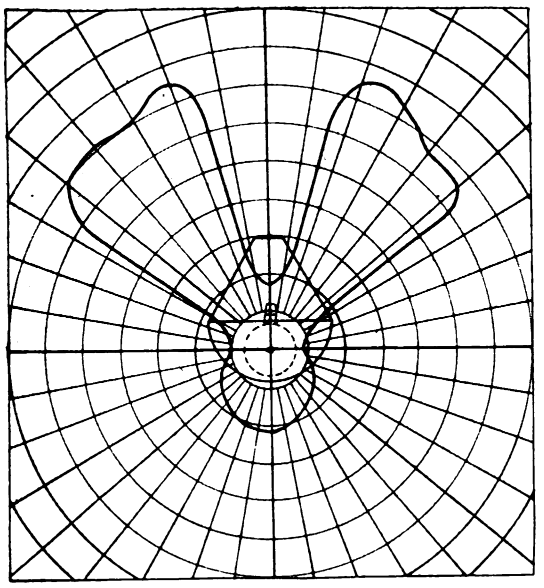


Abb. 7. Lichtverteilungskurve: Lampe mit vorwiegend hochstrahlender Ausrüstung.

und endlich, wieviel auf den Fußboden fällt. Leider ist die Übereinstimmung der Kurven der Lampen für den wirklichen Raum (deren Abbildungen hier nicht mit aufgenommen sind) und das Raummodell nicht so groß, wie es zu wünschen gewesen wäre; größere Annäherung ließ sich nicht erreichen. Sogar die prozentualen Teillichtströme weichen nicht unerheblich voneinander ab. — Es war ursprünglich beabsichtigt, die Gesamtlichtströme der im Raummodell verwendeten Glühlämpchen auch maßstäblich kleiner zu machen als die der im wirklichen Raume verwendeten Lampen, so daß dieselben Beleuchtungsstärken in beiden Räumen zu erwarten gewesen wären; die Lichtströme hätten dazu im quadratischen Verhältnis des Maßstabes stehen müssen. Vorversuche ergaben aber Unabhängigkeit des Wirkungsgrades von der Größe der Lichtströme und Beleuchtungen. Deshalb wurde um so lieber auf Gleichheit in dieser Hinsicht verzichtet, als damit eine Ungleichheit in der Farbe der Lichtströme verbunden gewesen wäre, die zu Ungleichheiten der Meßergebnisse hätte führen können.

Bei allen Messungen hing die Lampe in der Mitte des Raumes an der Decke. Die Meßpunkte, an denen die Horizontalbeleuchtung in der Regel gemessen werden soll, sind im Weißen Laboratorium, dem wirklichen Raume, auf dem Fußboden durch die breiten Köpfe von Messingschrauben festgelegt; im Raummodell werden sie durch die oben beschriebene Einrichtung mit dem in der Meßstellung des Kastens erlöschenden Glühlämpchen bezeichnet. Der in dieser Einrichtung gewählte Abstand von 5 zu 5 cm würde, in die Wirklichkeit übersetzt, einen Abstand der Meßpunkte von 0,5 m bedeuten. Dieser Abstand war für die beabsichtigte Messung zu klein und wurde deshalb durch Überspringen jeder zweiten Isolationsstelle an der Gleitschiene auf 1 m ausgedehnt, also die Messung am Modell auch hierin dem wirklichen Raume angepaßt.

Aus den Meßergebnissen wurde in bekannter Weise der auf die Meßebene auftreffende nützliche Lichtstrom Φ_n ermittelt und durch Division dieses Wertes durch den von der Lampe ausgestrahlten Gesamtlichtstrom Φ_g der Wirkungsgrad der Beleuchtung η berechnet. Außerdem wurde in jedem Falle noch die Gleichmäßigkeit der Beleuchtung als das Verhältnis

$$g = E_{\min} : E_{\max}$$

bestimmt. Alle diese Meß- und Rechenergebnisse sind in Zahlentafel 2 zusammengestellt und dazu in den letzten beiden Spalten die Unterschiede des Wirkungsgrades und der Gleichmäßigkeit in Prozenten der am Raummodell ermittelten Werte verzeichnet.

Um den Einfluß der Ausstattung des Raumes wenigstens in einer Beziehung, und zwar einer praktisch wichtigen, zu untersuchen, wurden dieselben Messungen im Weißen Laboratorium mit nackter Lampe bei aufgezogenen Rolläden, also

Wände und Fußboden zu erhalten, wurden die Innenflächen des Modells mit weißem Papier, die Tischplatte mit braunem Papier belegt. Während man sich bei der Auswahl des letzteren (weil die Reflexion vom Fußboden auf die Beleuchtungsstärke der Meßebene einen großen Einfluß jedenfalls nicht ausüben kann) mit einfacher Vergleichung durch das Auge begnügte, wurde das erstere unter vielen Mustern durch Messung ausgewählt. Die Messung des gewählten am besten passenden Musters ergab

$$M = 82,5\,\%.$$

Wichtig ist selbstverständlich für unsere Messung, daß auch die Lampen im wirklichen Raume und im Raummodell gleichartig sind, also auch gleiche Lichtausstrahlungskurven haben. Diese Bedingung konnte leider nur mit einer gewissen Annäherung erfüllt werden, denn man hat unter gewöhnlichen Verhältnissen keine Möglichkeit, die

Zahlentafel 1.

		Im wirklichen Raume	Im Raummodell
Nackte Lampe	Lichtverteilungskurve		siehe Abb. 4
	Lichtstrom Φ:		
	insgesamt Φ_g . . .	3565,0 Lm	100,0 Lm
	0° bis 60° (Φ in % von Φ_g)	29,2 %	27,4 %
	60° „ 90°	24,8 %	25,3 %
	90° „ 120°	24,1 %	25,0 %
	120° „ 180°	21,9 %	22,3 %
Dieselbe Lampe mit Blechreflektor	Lichtverteilungskurve		siehe Abb. 5
	Lichtstrom Φ:		
	insgesamt Φ_g . . .	2825,0 Lm	87,7 Lm
	0° bis 60° (Φ in % von Φ_g)	50,6 %	43,7 %
	60° „ 90°	14,8 %	35,4 %
	90° „ 120°	34,6 %	21,0 %
	120° „ 180°	0,0 %	0,0 %
Dieselbe Lampe mit Ausrüstung vorwiegend tiefstrahlend	Lichtverteilungskurve		siehe Abb. 6
	Lichtstrom Φ:		
	insgesamt Φ_g . . .	2294,0 Lm	75,0 Lm
	0° bis 60° (Φ in % von Φ_g)	54,1 %	59,1 %
	60° „ 90°	20,4 %	17,0 %
	90° „ 120°	14,0 %	15,2 %
	120° „ 180°	11,4 %	8,8 %
Dieselbe Lampe mit Ausrüstung vorwiegend hochstrahlend	Lichtverteilungskurve		siehe Abb. 7
	Lichtstrom Φ:		
	insgesamt Φ_g . . .	2945,0 Lm	54,32 Lm
	0° bis 60° (Φ in % von Φ_g)	24,3 %	20,0 %
	60° „ 90°	16,0 %	13,1 %
	90° „ 120°	15,3 %	11,6 %
	120° „ 180°	44,4 %	55,3 %

Gestalt des Leuchtfadens einer Glühlampe zu ändern, und auch die Änderung der Lampenausrüstungen ist ohne sehr große Umstände nicht in ganz beliebigem Sinne möglich. Die wichtigsten

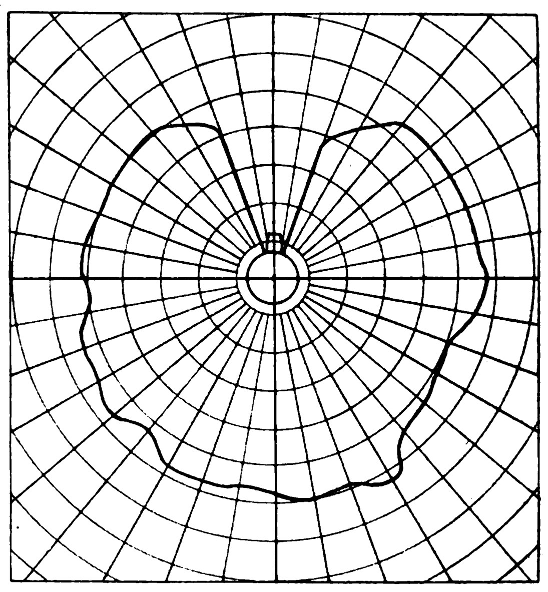


Abb. 4. Lichtverteilungskurve: Nackte Lampe.

Angaben aller verwendeten Lampen sind aus der folgenden Zusammenstellung zu entnehmen. In dieser bedeutet z. B. 60° bis 90°, daß der Licht-

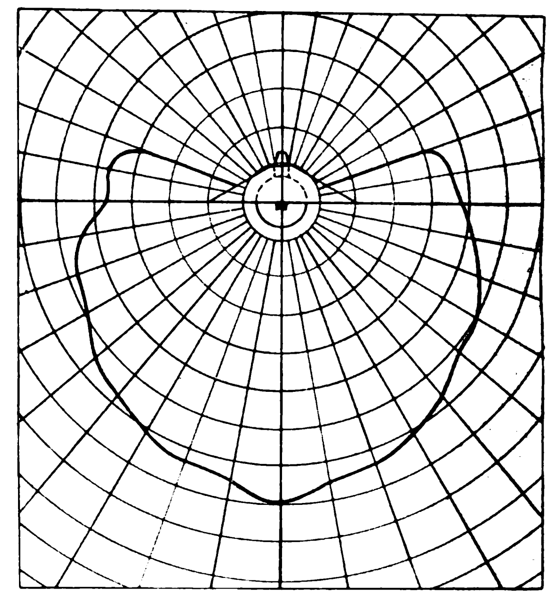


Abb. 5. Lichtverteilungskurve: Lampe mit Blechreflektor.

strom Φ in der durch die Breitengrade 60° und 90° begrenzten Zone gemessen ist.

Die Lichtverteilungskurven sind immer in einer solchen Anzahl von Meridianebenen aufgenommen, daß sich ein zuverlässiger Mittelwert bilden ließ.

Die Lichtströme wurden mit der Ulbrichtschen Kugel gemessen, außerdem aber noch aus der Lichtverteilungskurve in bekannter Weise ermittelt und dabei so geteilt und die Teile in Prozenten

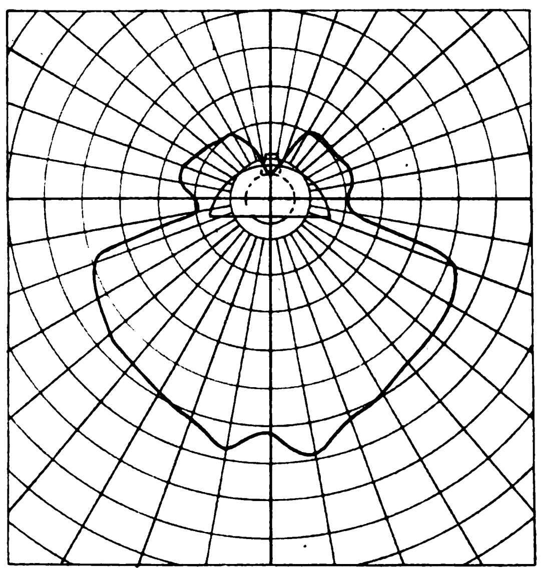


Abb. 6. Lichtverteilungskurve: Lampe mit vorwiegend tiefstrahlender Ausrüstung.

des Gesamtlichtstroms so angegeben, daß man leicht roh beurteilen kann, wieviel vom Gesamtlichtstrom auf die Decke, wieviel auf die Wände,

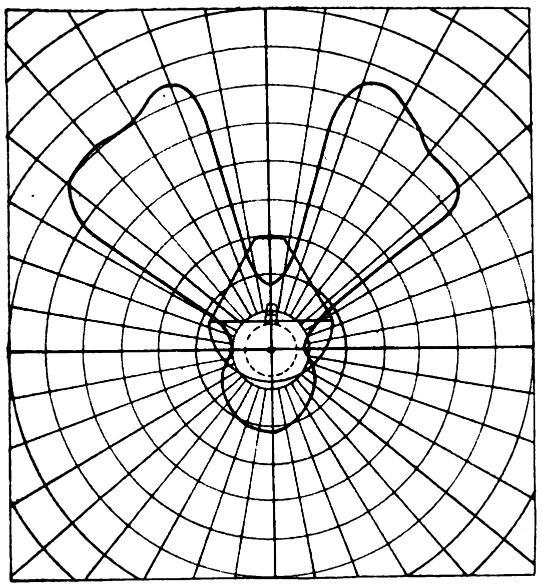


Abb. 7. Lichtverteilungskurve: Lampe mit vorwiegend hochstrahlender Ausrüstung.

und endlich, wieviel auf den Fußboden fällt. Leider ist die Übereinstimmung der Kurven der Lampen für den wirklichen Raum (deren Abbildungen hier nicht mit aufgenommen sind) und das Raummodell nicht so groß, wie es zu wünschen gewesen wäre; größere Annäherung ließ sich nicht erreichen. Sogar die prozentualen Teillichtströme weichen nicht unerheblich voneinander ab. — Es war ursprünglich beabsichtigt, die Gesamtlichtströme der im Raummodell verwendeten Glühlämpchen auch maßstäblich kleiner zu machen als die der im wirklichen Raume verwendeten Lampen, so daß dieselben Beleuchtungsstärken in beiden Räumen zu erwarten gewesen wären; die Lichtströme hätten dazu im quadratischen Verhältnis des Maßstabes stehen müssen. Vorversuche ergaben aber Unabhängigkeit des Wirkungsgrades von der Größe der Lichtströme und Beleuchtungen. Deshalb wurde um so lieber auf Gleichheit in dieser Hinsicht verzichtet, als damit eine Ungleichheit in der Farbe der Lichtströme verbunden gewesen wäre, die zu Ungleichheiten der Meßergebnisse hätte führen können.

Bei allen Messungen hing die Lampe in der Mitte des Raumes an der Decke. Die Meßpunkte, an denen die Horizontalbeleuchtung in der Regel gemessen werden soll, sind im Weißen Laboratorium, dem wirklichen Raume, auf dem Fußboden durch die breiten Köpfe von Messingschrauben festgelegt; im Raummodell werden sie durch die oben beschriebene Einrichtung mit dem in der Meßstellung des Kastens erlöschenden Glühlämpchen bezeichnet. Der in dieser Einrichtung gewählte Abstand von 5 zu 5 cm würde, in die Wirklichkeit übersetzt, einen Abstand der Meßpunkte von 0,5 m bedeuten. Dieser Abstand war für die beabsichtigte Messung zu klein und wurde deshalb durch Überspringen jeder zweiten Isolationsstelle an der Gleitschiene auf 1 m ausgedehnt, also die Messung am Modell auch hierin dem wirklichen Raume angepaßt.

Aus den Meßergebnissen wurde in bekannter Weise der auf die Meßebene auftreffende nützliche Lichtstrom Φ_n ermittelt und durch Division dieses Wertes durch den von der Lampe ausgestrahlten Gesamtlichtstrom Φ_g der Wirkungsgrad der Beleuchtung η berechnet. Außerdem wurde in jedem Falle noch die Gleichmäßigkeit der Beleuchtung als das Verhältnis

$$g = E_{min} : E_{max}$$

bestimmt. Alle diese Meß- und Rechenergebnisse sind in Zahlentafel 2 zusammengestellt und dazu in den letzten beiden Spalten die Unterschiede des Wirkungsgrades und der Gleichmäßigkeit in Prozenten der am Raummodell ermittelten Werte verzeichnet.

Um den Einfluß der Ausstattung des Raumes wenigstens in einer Beziehung, und zwar einer praktisch wichtigen, zu untersuchen, wurden dieselben Messungen im Weißen Laboratorium mit nackter Lampe bei aufgezogenen Rolläden, also

Zahlentafel 2.

Ausrüstung der Lampe	Wirklicher Raum			Raummodell			Unterschied der	
	Φ_n in Lm	η in %	g	Φ_n in Lm	η in %	g	η in %	g in %
Nackte Lampe	2035	56,2	$\frac{17,6}{82} = 0,21$	58,0	58,0	$\frac{42}{220} = 0,19$	−3,1	+10,5
Lampe mit Blechreflektor	1800	64,0	$\frac{11}{137} = 0,08$	53,5	62,5	$\frac{34}{240} = 0,14$	+2,4	−43,0
Vorwiegend tiefstrahlend	1605	70,0	$\frac{8,9}{115} = 0,8$	51,0	68,0	$\frac{32}{225} = 0,14$	+2,9	−43.0
Vorwiegend hochstrahlend . . .	1830	62,1	$\frac{13,7}{102} = 0,13$	33,1	61,0	$\frac{26}{122} = 0,21$	+1,8	−38,0

unter dem Einfluß der Fenster ausgeführt. Im Raummodell wurden die Fenster durch schwarze Papierstücke in maßstäblich richtiger Größe an entsprechender Stelle nachgeahmt; der Reflexionskoeffizient dieses Papiers ergab sich zu 2,3 %, ein Wert, der mit dem des Fensterglases genügend genau übereinstimmt. Die Meßergebnisse, in derselben Weise wie oben zusammengestellt, waren:

Ausrüstung der Lampe	Φ_n in Lm	η in %	g	Φ_n in Lm	η in %	g	η in %	g in %
Nackte Lampe, Raum mit zwei großen Fenstern	1890	53,0	$\frac{17}{77} = 0,22$	54,0	54,0	$\frac{47}{210} = 0,22$	−1,9	± 0,0

Aus den Messungen und den vorausgegangenen Betrachtungen ist, zusammengefaßt, folgendes zu entnehmen: Die Gleichheit vom wirklichen Raum und Raummodell konnte zwar in bezug auf ihre geometrische Gestaltung und den Charakter von Decke und Wänden mit großer Genauigkeit erreicht werden, in bezug auf die Lichtausstrahlungskurven aber nur mit beschränkter Annäherung; auch die Übereinstimmung der Fußböden war nicht vollkommen. Berücksichtigt man das und rechnet die Grenzen der Meßgenauigkeit hinzu, so wird man zugeben müssen, daß die Übereinstimmung der Wirkungsgrade im wirklichen Raum und im Raummodell sehr groß und damit die Übertragbarkeit der an einem Modell angestellten Messungen auf wirkliche Räume erwiesen ist. Bei den Werten der Gleichmäßigkeit dagegen kann man von einer hinreichenden Übereinstimmung nicht reden. Zwar wird man hier schon nach den in ausgeführten Anlagen gemachten Erfahrungen keine großen Ansprüche stellen, besonders wenn die Gleichmäßigkeit so klein, also aus der Division so verschieden großer Werte hervorgegangen ist wie bei unsern Messungen; aber man muß zugeben, daß die Messungen am Modell in bezug auf die Gleichmäßigkeit vorläufig keinen Schluß auf die Wirklichkeit gestatten. Das liegt natürlich nicht an einer Unzulänglichkeit des Modells oder des Verfahrens an sich, sondern an der Schwierigkeit, gleiche Vergleichsgrundlagen zu schaffen. Hier fällt die Verschiedenheit der Lichtverteilungskurven mit großem Gewichte in die Wagschale. Solange es nicht gelingt, die kleinen Lampen für das Raummodell mit genau derselben Lichtverteilungskurve herzustellen wie die großen, wird man hinreichende Übereinstimmung zwischen den Messungen am wirklichen Raume und am Raummodell nicht erwarten können.

Man muß aber berücksichtigen, daß das Raummodell nicht nur dazu dienen kann und soll, Messungen auszuführen, deren Ergebnisse auf wirkliche Räume unmittelbar übertragbar wären. Vielmehr wird es auch seinen Wert darin zeigen, daß es den Einfluß verschiedener Ausstattungen desselben Raumes erkennen läßt, wobei es dann nicht in erster Linie darauf ankommen mag, das Ergebnis jeder Messung, sondern vielmehr nur die Unterschiede der Ergebnisse der Messungen untereinander auf wirkliche Räume zu übertragen. Und dazu dürfte das Raummodell auch in bezug auf Untersuchungen des Einflusses der Ausstattung auf die Gleichmäßigkeit der Beleuchtungsstärke schon jetzt brauchbar sein. Es wird aber natürlich versucht werden, Lampen von ganz gleicher Lichtverteilungskurve für den wirklichen Raum und für das Raummodell zu bekommen und die Messungen damit zu wiederholen. Vor allem aber soll das Raummodell zur Untersuchung des Wirkungsgrades in Räumen verschiedener Form und Ausstattung benutzt werden. Messungen dieser Art sind im Gange.

Bei der Ausführung der Messungen hat mir Herr Dipl.-Ing. Hasenkämper Hilfe geleistet; er hat mir auch gute Anregungen zur weiteren

Ausgestaltung des ursprünglich etwas anders eingerichteten[5]) Modells gegeben. Für beides möchte ich ihm auch an dieser Stelle danken.

[5]) s. Zeitschr. f. Beleuchtungswesen **28** (1922), 52.

(Eingegangen am 16. April 1924)

Untersuchungen über den Wirkungsgrad der Beleuchtungen von Innenräumen am Modell.

(Auszug aus der gleichnamigen Doktor-Dissertation.)

Von E. Hasenkämper.

An dem auf Seite 349 dieses Heftes beschriebenen Raummodell hat der Verfasser umfangreiche Untersuchungen darüber angestellt, in welcher Weise der Wirkungsgrad der Beleuchtung eines Innenraumes von den einzelnen ihn bestimmenden Umständen beeinflußt wird. Diese Umstände sind: Die Lichtpunkthöhe, die Art der Lichtverteilung (Lichtverteilungskörper), die geometrischen Verhältnisse des Raumes, Lampenzahl und Lampenverteilung im Raume, Ausstattung des Raumes in bezug auf das Reflexionsvermögen von Decke, Wänden und Fußboden, seine Ausstattung in bezug auf Möbel und dergleichen und schließlich die Größe des Raumes unter Beibehaltung des Verhältnisses aller seiner Abmessungen. Durch einen Vorversuch war festgestellt, daß eine Veränderung des Lichtstromes unter Beibehaltung aller anderen Verhältnisse den Wirkungsgrad nicht beeinflußt.

Aus den sehr zahlreichen Meßergebnissen wurde schließlich folgende Formel für den sogenannten Nutzlichtstrom, d. h. den auf die Meßebene, die Horizontalebene in 1 m Höhe über dem Fußboden treffenden Lichtsrom abgeleitet:

$$\Phi_N = \Phi_B(1 + 0{,}00017 \cdot \gamma_B \cdot \gamma_W) + \Phi_D \cdot \gamma_D (0{,}0012 + 0{,}000037 \cdot \gamma_W) + \Phi_W \cdot k_W.$$

Hierin bedeuten:

Φ_B, Φ_D, Φ_W die von der Lampe auf den Boden, die Decke und die Wände unmittelbar aufgestrahlten Lichtströme.

γ_B, γ_D, γ_W die Reflexionskoeffizienten des Bodens, der Decke und der Wände.

k_W den „Wandnutzfaktor", wie er sich aus der Formel selbst erklärt. (Daß dieser Faktor nicht auch noch in einen Zahlenfaktor und das Reflexionsvermögen zerlegt wird, hat hier nicht zu erörternde Gründe.)

Die Formel tritt der bisher allein bekannt gewordenen Formel von Lansingh gegenüber. Der Verfasser weist die Brauchbarkeit obiger Formel an Hand seiner Meßergebnisse nach. Sie ist selbstverständlich für die Projektierung von Beleuchtungsanlagen erst brauchbar, nachdem aus ihr Zahlenwerte für den Wirkungsgrad der Beleuchtung $\eta = \frac{\Phi_N}{\Phi_{ges.}}$ für die verschiedenen Φ_B, Φ_D und Φ_W und die verschiedenen γ und k_W ermittelt sind. Φ_B, Φ_D und Φ_W sind aus der Lichtverteilungskurve (dem Lichtverteilungskörper) mit Hilfe der Teichmüllerschen Lichtstromkugel am einfachsten festzustellen; es ist dabei:

$$\Phi_B + \Phi_D + \Phi_W = \Phi_{ges.}$$

Die Arbeit wurde im Lichttechnischen Institut der Technischen Hochschule zu Karlsruhe ausgeführt.

(Eingegangen am 8. Juni 1924.)

Der Einfluß der Lichtfarbe auf die Leistung des Sehorgans und seine Ermüdung.

Von Oskar Schneider.

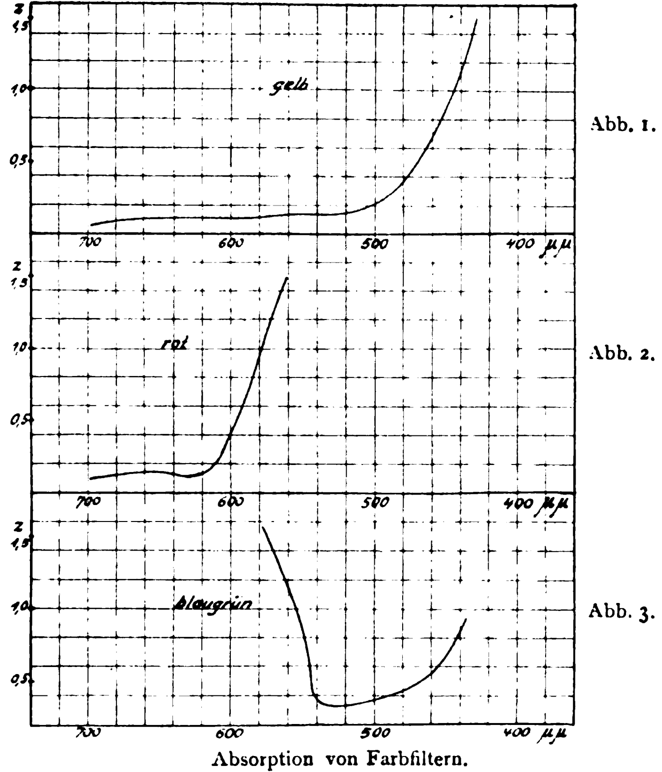
(Auszug aus der gleichnamigen Doktordissertation.)

Der Einfluß der Farbe des zur Beleuchtung — nicht zu Signallichtern — verwendeten Lichtes ist in zweierlei Hinsicht zu bewerten; einerseits ist die Farbe der Beleuchtung ausschlaggebend für die Beurteilung und Unterscheidung der Körperfarben; andererseits wirkt die Lichtfarbe physiologisch und psychologisch auf den Menschen ein. Der Einfluß der Lichtfarbe auf die Unterscheidung von Körperfarben hat vor allem ein gewerbliches Interesse für die Tätigkeiten, bei denen eine Unterscheidung von Körperfarben bei künstlichem Licht notwendig ist. Der Einfluß der Lichtfarbe auf das Sehorgan und seine Leistung hat darüber hinaus ein allgemeines hygienisches und wirtschaftliches Interesse.

Um den Einfluß der Lichtfarbe auf diese Leistung zu untersuchen, sind zunächst technische Schwierigkeiten zu überwinden, weil die Beleuchtungsstärke für jede untersuchte Lichtfarbe gleich stark sein muß. Deshalb wird vom Verfasser vor den endgültigen Untersuchungen ein Verfahren der Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen entwickelt, welches sich unmittelbar auf die Helligkeitsempfindung des Auges bezieht. Als geeignet wurde das Kontrastprinzip des Lummer-Brodhunschen Würfels erkannt.

Zur Färbung des Lichtes einer normalen Glühlampe wurden farbige Gelatinetrockenfilter benutzt, die spektralphotometrisch auf ihre Lichtdurchlässigkeit geprüft wurden. Die Absorption der drei farbigen Filter für Licht verschiedener Wellenlängen wird durch die Kurven der Abb. 1, 2, 3 gekennzeichnet. In diesen sind, wie das auch sonst in der Literatur üblich ist, als Abszissen die Wellenlängen in $\mu\mu$, als Ordinaten die negativen Logarithmen z der Durchlässigkeit der Filter

für die einzelnen Wellenlängen des Lichtes aufgetragen.[1]) Ein Ordinatenwert von $z = 1{,}5$ entspricht einer Durchlässigkeit von $t = 0{,}032$, d. h. also, das Filter läßt von dem Licht derjenigen Wellenlänge, für welche $z = 1{,}5$ ist, noch $3{,}2\ ^0/_0$ des auf das Filter auftreffenden Lichtes gleicher Wellenlänge hindurch. Als Lichtquellen wurden normale Wolfram-Metalldrahtlampen benutzt, also reine Temperaturstrahler, deren Spektrum sich nach bekannten Gesetzen auf die verschiedenen Wellenlängen verteilt. Im Sinne der Untersuchung war ein violettfreies, ein blau- und grünfreies und



Absorption von Farbfiltern.

ein rotfreies Licht erwünscht. Als Vergleichslicht diente das ungefärbte Licht einer gewöhnlichen luftleeren Wolfram-Drahtlampe. Das violettfreie Licht wurde durch ein Gelbfilter, das blau- und grünfreie durch ein Rotfilter und das rotfreie Licht durch ein Blaugrünfilter hergestellt. Die Grenze, bei welcher ein Filter Licht einer bestimmten Wellenlänge praktisch vollkommen absorbiert, wurde etwa bei $z = 1{,}5$ angenommen, sie liegt für das Gelbfilter bei 430 $\mu\mu$, also im Ultramarinblau, für das Rotfilter bei 560 $\mu\mu$, also im Gelb, für das Blaugrünfilter bei 575 $\mu\mu$, also im Gelb gegen die großen Wellenlängen. Das rote und das blaugrüne Filter ergänzen sich demnach, indem das Rotfilter die kurzen Wellen, das Blaugrünfilter die langen Wellen absorbiert.

Für die Messung des Einflusses der Lichtfarbe auf die Leistung des Sehorgans wurde ein psychotechnisches Verfahren gewählt, das unmittelbar auf Leistungsmessungen bei Leseversuchen beruht. Es wurden bei den vier untersuchten Lichtfarben (ungefärbtes, gelbgefiltertes, rotgefiltertes, blaugrüngefiltertes Glühlampenlicht) Leseproben von 15 Minuten Dauer durch verschiedene Versuchspersonen ausgeführt. Dabei zeigte es sich für die Auswertung der Ergebnisse in einigen Fällen erwünscht, daß die Leseprobe mit ungefärbtem Glühlampenlicht am Schluß der Versuchsreihe als fünfte Leseprobe noch einmal wiederholt wurde. Die während einer Leseprobe eingetretene Ermüdung wurde durch eine Pause von 15 Minuten Dauer, in der sich das Auge erholen konnte, ausgeglichen. Die Untersuchungen wurden bei einer Beleuchtungsstärke von 20 Lux ausgeführt. Während der Leseproben war eine Signalvorrichtung eingeschaltet, welche nach jeder Minute ein schwaches akustisches Zeichen gab, und die Versuchspersonen markierten bei jedem Zeichen die Stelle, an der sie mit lesen angelangt waren. Als Lesestoff dienten Zahlenreihen, als Versuchspersonen hatten sich Studierende der Technischen Hochschule in Karlsruhe zur Verfügung gestellt. Die Leistung pro Minute wurde ermittelt als Zahl der in einer Minute gelesenen Ziffern. Die Anzahl der Ziffern wurde in Zahlentafeln und Kurven zusammengestellt; dabei zeigte sich, daß der Verlauf der Leistung ziemlich unregelmäßig war und sich nicht in ein rein mathematisches System fassen ließ. Zur Ausschaltung von Zufälligkeiten wurden Mittelwerte über fünfminutige Perioden für die Auswertung gebildet. Bei den Versuchen waren Nebeneinflüsse soweit als möglich schon durch die Versuchsanordnung ausgeschaltet, indem die Tätigkeit so gewählt wurde, daß nur das Sehorgan als solches stark beansprucht wurde, eine rein geistige Ermüdung dagegen nicht zu erwarten war.

Als Einflüsse allgemeiner Art, die auf den Verlauf der Kurven wirken, sind nach Kraepelin[2]) die Ermüdung, außerdem die Übung, die Anregung, die Veränderung der Willensspannung und der Schlußantrieb, der auch durch veränderte Willensspannung zu begründen ist, zu nennen. Von diesen waren in erster Linie die Ermüdung, die Übung durchschnittlich in nur geringem, jeweils durch Vergleich der Kurven bestimmbarem Umfang beteiligt. Besondere Willensspannungen traten naturgemäß beim Beginn der Versuche und teilweise bei beginnender Ermüdung auf; ein

[1]) Vgl. Hübl, Die photographischen Lichtfilter. Halle a. d. S. 1918.

[2]) Kraepelin, Die Arbeitskurve. Wundts Philosoph. Studien **19** (1902), 459. (Festschrift Wundt I.) Leipzig 1902.



Schlußantrieb war kaum festzustellen. Zur Auswertung der Leistungskurven waren die Untersuchungen über die Arbeitskurven von Kraepelin[2]) und von Oehrwall[3]) sehr wertvoll. Außerdem wurde das subjektive Urteil der Versuchspersonen über die Leseproben beachtet.

Als Versuchsergebnis ist festzustellen, daß die Lichtfarbe die Leistung in zweierlei Hinsicht beeinflußt. Sie kann vermindernd auf die Leistung überhaupt einwirken, und zwar in der Art, daß die Leistung bei farbigem Licht schon von Anfang an geringer als bei gewöhnlichem Glühlampenlicht ist. Diese Wirkung des farbigen Lichtes ist zum Teil auf Idiosynkrasie gegen die betreffende Lichtfarbe zurückzuführen. Außerdem beeinflußt die Lichtfarbe den weiteren Verlauf der Leistung, indem diese unter der Einwirkung des farbigen Lichtes rascher oder langsamer sinkt. Gleiche Lichtfarben wirkten auf die einzelnen Versuchspersonen in verschiedener Weise. Übereinstimmend kann für alle Versuchspersonen gesagt werden, daß von den untersuchten Beleuchtungen die durch das gewöhnliche Glühlampenlicht erzeugte am günstigsten war. Rot und Blaugrün ist die stärkste Ermüdung zuzuschreiben. Für Gelb ist der Unterschied gegenüber dem gewöhnlichen Licht zu gering, um ein allgemeines Urteil aussprechen zu können, doch scheint es nach den Untersuchungen etwas ungünstiger zu sein als das in der Farbe unveränderte Glühlampenlicht. Von dem roten und dem blaugrünen Licht wirkt in der Mehrzahl der Fälle das rote stärker ermüdend; für zwei Versuchspersonen ist das rote Licht etwas günstiger als das blaugrüne. Für Blaugrün ist jedoch keine so ausgesprochen ungünstige Wirkung festgestellt worden wie für Rot. Bei zwei Versuchspersonen war die Leistung bei rotem Licht außerordentlich nieder und die Ermüdung sehr viel stärker als bei normalem, ungefärbtem Licht. Auch nach dem subjektiven Empfinden war dem größeren Teil der Versuchspersonen das rote Licht deutlich unangenehmer als das blaugrüne.

Würde man das als rot bezeichnete Licht und das als blaugrün bezeichnete zusammennehmen, so hätte man in der Mischung etwa das Licht vor sich, das die Glühlampe ohne farbige Filter erzeugt. Hier zeigt sich also, daß die Mischung aus diesen beiden farbigen Lichtern viel günstiger wirkt als jede Lichtfarbe für sich. Um Mißverständnissen vorzubeugen, muß darauf hingewiesen werden, daß die Farbe des gewöhnlichen Glühlampenlichtes, die von den untersuchten Lichtfarben am günstigsten wirkte, wohl eine Mischung aus Strahlen verschiedener Wellenlänge darstellt; doch ist noch nicht gesagt, daß das Glühlampenlicht die günstigste Zusammensetzung besitzt, die möglich ist. Auch das Licht der Wolframlampe ist immer noch farbig und nicht weiß, es hat gegenüber dem weißen Licht einen Überschuß an roten Strahlen. Die Versuchsergebnisse weisen darauf hin, daß das Licht im allgemeinen um so günstiger wirkt, je mehr es sich in der Farbe dem weißen Tageslicht nähert, und man kann vermuten, daß das weiße Licht (Tageslicht) das menschliche Auge noch weniger ermüdet als das Licht der gewöhnlichen Glühlampe. Die Versuchsergebnisse zeigen, daß der nachteilige Einfluß der Lichtfarbe um so kleiner wird, je mehr sich diese derjenigen Farbe nähert, welche auf die Versuchsperson am günstigsten einwirkt.

Die Untersuchungen wurden im Lichttechnischen Institut der Technischen Hochschule zu Karlsruhe ausgeführt.

(Eingegangen am 8. Juni 1924.)

[3]) Oehrwall, Über den Einfluß der Müdigkeit auf den Übungswert der Arbeit. Skandin. Archiv für Physiol. **19** (1907), 262.

Besprechungen.

Abderhalden, E., **Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden.** Abt. II. Physikalische Methoden, H. 3 (Lief. 96). 129 S. 61 Abb. Urban & Schwarzenberg, Berlin und Wien. 1923.

Das Heft umfaßt fünf Artikel über solche physikalische Methoden, deren Anwendung für den Biologen besonders bedeutungsvoll ist. Alle Artikel sind klar und knapp geschrieben, so daß sie für den Nichtphysiker leicht verständlich sind, während sie naturgemäß dem Fachphysiker nichts wesentlich Neues bieten. W. Straub-München schildert die von ihm angegebene Kinematographische Reproduktion graphischer Registrierungen (Kurvenkino), die besonders zur Belebung des physiologischen und pharmakologischen Unterrichts dienen soll und mit verhältnismäßig einfachen Apparaten ausgeführt werden kann. V. Voak-Zagreb beschreibt ziemlich eingehend die Methoden zur Bestimmung der chemischen Lichtintensität für biologische Zwecke. Hierfür kommt hauptsächlich das Graukeilphotometer von Eder-Hecht und das Bunsen-Edersche lichtempfindliche Papier in Frage, mit dem auch der „Lichtgenuß" der Pflanzen, d. h. das Verhältnis der auf ein horizontales Papier und auf ein solches an einer bestimmten Stelle der Pflanze angebrachtes einwirkenden chemischen Strahlung gemessen werden kann. K. Kähler-Potsdam führt in zwei Abhandlungen die Apparate zur Messung der Sonnen- und Himmelsstrahlung und die Meßmethoden der atmosphärischen Elektrizität äußerst instruktiv vor, während O. David-Halle eine Übersicht über die Technik der medizinischen Lichtwirkungen und der dabei gebrauchten Instrumente gibt. Die zahlreichen Literaturhinweise machen das Heft für den Biologen besonders wertvoll. H. Korff-Petersen.

Buchwald, E., **Das Korrespondenzprinzip.** Sammlung Vieweg H. 67. 127 S. 28 Abb. Friedr. Vieweg u. Sohn A.-G., Braunschweig. 1923. Geh. M. 5.50.

Das Heft will ein Wegweser sein in das etwas schwer zugängliche Gebiet des Korrespondenzprinzips und seiner Anwendungen. Die Bedeutung dieses Prinzips als eines der Grundpfeiler der modernen Atomtheorie (wenigstens bis auf weiteres) tritt in ständig wachsendem Maße zutage. Damit rechtfertigt sich der Versuch, dieses Gebiet in Gestalt einer Einzeldarstellung auch denjenigen zugänglich zu machen, welchen das Handwerkszeug des modernen Theoretikers noch etwas ungewohnt ist, und dieser Versuch muß als durchaus gelungen bezeichnet werden. Die Anordnung des Stoffes ist in erster Linie nach didaktischen Gesichtspunkten

erfolgt. Ausgehend von den einfachsten Beispielen des Rotators und Oszillators werden schrittweise immer kompliziertere Bewegungstypen in den Kreis der Betrachtung gezogen: die nichtrelativistische und die relativistische Keplerellipse, der Zeemaneffekt, Starkeffekt, mehrelektronige Atome, schließlich Molekeln. Bei jedem neuen Schritt werden die mathematischen Hilfsmittel dem neuen Zweck angepaßt und erweitert. Der Umfang des Bändchens erlaubte nicht, die entsprechenden quantentheoretischen Entwicklungen vollständig zu bringen, welche die Grundlage für alle Korrespondenzbetrachtungen bilden, immerhin ist der Gang solcher Rechnungen angedeutet, wo es angängig war, im übrigen ist auf andere bekannte Werke verwiesen, insbesondere auf das Sommerfeldsche Buch (Atombau und Spektrallinien). Zu letzterem dürfte das Heft für viele eine willkommene Ergänzung bilden. W. Bothe.

Stark, J., **Prinzipien der Atomdynamik.** I. T. Die elektrischen Quanten. 2. umg. A. X, 95 S. S. Hirzel, Leipzig. 1922.

Der Verf. ist bekanntlich einer der Mitschöpfer der modernen Physik, welche sich nicht mehr mit Vorgängen in Medien begnügt, sondern die individuellen Bausteine derselben, wie Elektronen und Atome, heranzieht. Stark hat nicht nur durch hervorragende experimentelle Arbeiten die physikalische Wissenschaft bereichert, sondern ist stets bestrebt gewesen, auch durch zusammenfassende kritische Darstellungen die Entwicklung zu beeinflussen. Vor mehreren Jahren wandte sich Stark dann physikalisch-technischen Fragen zu, welchen seitens seiner Hohen Schule viel zu wenig Verständnis entgegengebracht wurde, so daß er leider seinen Lehrstuhl aufgab. Seine lebendige Anteilnahme an der Weiterentwicklung der von ihm mitbegründeten Atomdynamik läßt die vorliegende Umarbeitung beim Vergleich mit der ersten Auflage (1910) erkennen. Diese erste systematische Darstellung zeigte, daß damals kaum die Anfänge für eine den Zusammenhang erfassende Behandlung der Atomdynamik vorlagen. Diese Schrift sollte den Übergang von der klassischen Mediumdynamik und der statistischen Thermodynamik zu einer den atomdynamischen Fragen angepaßten Denkweise vermitteln. Die Physik hätte nach Stark eine wesentlich andere Entwicklung eingeschlagen, falls der Mensch nur aus wenigen Atomen und Molekeln bestünde, indem in diesem Falle anfänglich die Eigenschaften der Individuen hauptsächlich studiert wären, und man erst spät den Begriff des Mediums gefunden hätte. Die in den verflossenen 12 Jahren gemachten großen Fortschritte haben nun in der vorliegenden Neuausgabe zu weitgehenden Abänderungen und Ergänzungen Veranlassung gegeben, ohne daß aber Stark dabei die Bohrschen Quantensprünge mitmacht.

Das einführende, Atom sowie Medium betreffende Kapitel über prinzipielle Methoden der physikalischen Erkenntnis ist unverändert geblieben, aber schon das nächste Kapitel über atomistische Struktur der elektrischen Ladung und der elektromagnetischen Medien läßt manche Abänderung, Klarstellung und Hervorhebung erkennen. Am wesentlichsten ist hier die besondere Herausschälung des Weltäthers, was wohl der Lenardschen Erörterung, insbesondere seiner Stellungnahme zur Einsteinschen Relativitätstheorie zu verdanken ist. Dabei betont Stark, daß es bis jetzt keine Erscheinungen gibt, in welchen dem menschlichen Beobachter ein einzelnes Ätheratom entgegengetreten wäre, oder welche einen zwingenden Schluß auf eine atomistische Struktur des Äthers gestatteten. Der 3. Abschnitt behandelt die Masse und die Durchmesser der elektrischen Quanten. Hier wird anstatt des in der ersten Auflage eingeführten Begriffs des „Archions" für das (wohl mit dem Wasserstoffkern identische) positiv elektrische Quantum nunmehr die Bezeichnung „Stoffkern" verwendet. Die folgenden zwei Abschnitte sind in der Hauptsache neu verfaßt; der erste behandelt die elektrischen Quanten als Bausteine der chemischen Atome, wobei die Ergebnisse der modernen Korpuskularstrahlen- und radioaktiven Forschungen im wesentlichen in Übereinstimmung mit der allgemeinen Auffassung verwertet werden. Das letzte Kapitel betrifft Energie und Innenbewegung der elektrischen Quanten; hier wird der Weltäther für elektrische, magnetische und gravitierende Felder in der Umgebung elektrischer Quanten herangezogen. Stark meint, nur auf Grund der Erkenntnis neuer Eigenschaften der elektrischen Quanten werde die Lösung des Problems des Baues des chemischen Atoms und der elementaren Strahlung gelingen. Er verneint die Gültigkeit der für die erwähnten Kräfte bei großen Entfernungen geltenden Gesetze für den Fall des Übergangs zu kleinen Abständen innerhalb des chemischen Atoms. Die bekannte Rolle des Planckschen Wirkungsquantums läßt Stark annehmen, daß der Vorgang der elementaren Strahlung durch eine zeitliche, von Stark aber nicht näher beschriebene Eigenschaft der elektrischen Quanten mitbestimmt werde. —

Allen, welche an der weiteren Entwicklung der Atomdynamik interessiert sind, mögen diese Auslassungen des auf hoher Warte stehenden Forschers warm empfohlen sein. R. Swinne.

Keinath, G., **Elektrische Temperaturmeßgeräte.** VIII, 275 S. 219 Abb. i. T. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1923. Geb. M. 12.—.

Das Buch ist eine Erweiterung des Abschnitts „Temperaturmeßgeräte" in des Verfassers „Technik der elektrischen Meßgeräte" (vgl. diese Zeitschr. **5** (1924), 62). Es enthält eine umfassende Darstellung solcher Instrumente, wie sie heute im Gebrauch sind, und birgt alles Wissenswerte über ihre Theorie und Praxis, was für den messenden Ingenieur von Belang ist. An die Beschreibung der thermoelektrischen Erscheinungen, die in der Meßtechnik zur Anwendung kommen, schließt sich die Aufzählung der unedlen und edlen Thermoelemente nebst Angabe ihrer physikalischen Konstanten. Darauf folgen die Methoden der Messung selbst sowie die des Ausgleichs der Temperatur der kalten Enden, ferner eine Beschreibung der technischen Ausführungsformen der Thermoelemente und die ausführliche Theorie ihrer Meßfehler nebst deren Quellen sowie Angaben über die praktisch erreichbare Meßgenauigkeit. Der nächste Abschnitt behandelt die Widerstandsthermometer nach den gleichen Gesichtspunkten, d. h. zunächst wird die Brauchbarkeit der verschiedenen Leiter an Hand des Widerstandsverlaufs als Funktion der Temperatur, dann werden die technischen Ausführungsformen der Thermometer und schließlich die mannigfachen Meßmethoden, ihre Fehler und ihre Anwendungsgebiete besprochen. Der dritte Abschnitt bringt die auf Grund der Strahlungsgesetze konstruierten Strahlungspyrometer, die es gestatten, die Temperatur glühender Stoffe aus der Ferne zu messen, eine Methode, die in der Industrie mehr und mehr an Bedeutung gewinnt, wenn auch, wie der Verfasser zugibt, die Meßgenauigkeit in manchen Fällen noch sehr zu wünschen übrig läßt (andererseits ist die Genauigkeit, abgesehen von den Energieverlusten der Strahlung selbst, bei gut konstruierten Teilstrahlungspyrometern ganz hervorragend). Nach einem Exkurs über die Bauweise der für Thermometrie zu verwendenden elektrischen Meßgeräte und Registriervorrichtungen bespricht der Verfasser zum Schluß die Anwendung der elektrischen Temperaturmessung in der Technik, nämlich im Ofen- und Dampfkesselbetrieb, in der Glas- und Keramindustrie, in der Metallindustrie und im Betrieb elektrischer Maschinen. Das Buch enthält eine mit großem Fleiß zusammengestellte Menge von Zahlenmaterial, und es ist zu wünschen, daß es bald ein unentbehrliches Hilfsmittel in der Temperaturmeßtechnik werden möge. Daneben bietet es interessante Einblicke in den Werdegang der behandelten Methoden, die das Verständnis der Dinge beträchtlich fördern. W. Birnbaum.

Greinacher, H., **Bausteine der Atome.** 31 S. 18 Abb. i. T. Neujahrsblatt der Naturforschenden Gesellschaft in



Zürich auf das Jahr 1924. 126. Stück. Kommissionsverlag Beer & Cie., Zürich.

Greinacher gibt hier eine kurz gefaßte, für wissenschaftlich gebildete Nichtphysiker sehr gut lesbare Darstellung der Kernphysik des Atoms unter Fortlassung der Elektronenoptik. Ausgehend von der Beschreibung einer Reihe anschaulicher Versuche, wie z. B. der Ionisierung der Luft durch Radium, dem Nachweis freier Elektronen in den Glühlampen, der Ablenkung der Kathodenstrahlen in der Braun-Wehnelt-Röhre, dem Nachweis des Thermioneneffektes in den Vakuumröhren, verschiedenen Experimenten mit α- und β-Strahlen in einer Ionenkammer, gibt er zunächst eine Darstellung der schon seit längerem bekannten Entdeckung der Beziehungen zwischen elektrischer Ladung, Energie und Masse. Dann folgen Versuche zur Sichtbarmachung der α-Teilchenbahnen in einer Nebelkammer, ferner zur Hörbarmachung des Atomzerfalls und im Anschluß daran die Besprechung der Erzeugung von H-Strahlen aus Stickstoffkernen durch Rutherford. Den Schluß bilden dann die Vorführung der neuen Anschauungen über den Atombau durch Besprechung des Wasserstoff- und Heliummodells sowie eine Berechnung derjenigen elektrichen Spannung, die hinreichen würde, um ionisierte Heliumatome so zu beschleunigen, daß sie die Geschwindigkeit von α-Strahlen erreichen. Diese Spannung berechnet sich zu 2,6 Millionen Volt, die zwar gewaltig aber keineswegs fantastisch groß erscheint, wenn man bedenkt, daß man bereits Transformatoren von 1 Million Volt baut.

W. Hort.

Jäger, G., **Theoretische Physik.** IV. Elektromagnetische Lichttheorie und Elektronik. 8°. 146 S. 17 Abb. i. T. Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig. 1921.

Dieser 374. Band der bekannten Sammlung Göschen gibt eine Darstellung der elektromagnetischen Theorie des Lichts und der sonstigen Wellenstrahlung nach Maxwell und der klassischen Elektronik im Anschluß an H. A. Lorentz unter Berücksichtigung der Dissoziationstheorie der Elektrolyte.

R. Swinne.

Hevesy, G. v., und F. Paneth, **Lehrbuch der Radioaktivität.** 8°. X, 213 S. 36 Abb. i. T., 3 Tf. Johann Ambrosius Barth, Leipzig. 1923. Gz. geh. M. 5.70, geb. M. 6.90.

Vorliegendes Buch stellt, wie der Titel besagt, ein Lehrbuch dar. Dem dringenden Bedürfnis nach einem Lehrbuch der Radioaktivität, welches sowohl für den Physiker als auch für den Chemiker verständlich sein soll, ist durch dieses Werk in glänzender Weise Genüge geleistet. Den Verfassern ist es gelungen, das umfangreiche Material auf dem geringen Raum von 200 Seiten in einer leicht faßlichen und übersichtlichen Form zusammenzustellen. Die klare Betonung und anschauliche Darstellung der allgemeinen Gesichtspunkte und Beziehungen ist besonders hervorzuheben. Ausgezeichnet sind die chemischen Eigenschaften und Zusammenhänge behandelt; die physikalisch orientierten Kapitel werden wohl stellenweise dem Studierenden der Chemie gewisse Schwierigkeiten bieten.

Der Stoff ist in 27 Kapitel eingeteilt. Die ersten 7 Kapitel handeln von den radioaktiven Strahlen und der Konstitution des Atoms. Dann folgen Zerfallstheorie, Umwandlungsreihen und Bestimmung der Halbwertszeiten. In den Kapiteln 12, 13, 16, 18 u. 19 werden die Erscheinungen der Isotopie erörtert. Kap. 14 u. 15 handelt über das chemische Verhalten äußerst geringer Substanzmengen und die Anwendung der Radioelemente als Indikatoren bei physikalischen und chemischen Untersuchungen. In den Kapiteln 17, 20, 21 u. 22 werden die Eigenschaften, die Zertrümmerung und der Bau der Atome besprochen. Im 23. u. 24. Kap. werden die Gewinnung und die Eigenschaften der einzelnen Radioelemente erklärt. In den Schlußkapiteln behandeln die Autoren die Wirkung der Radiumstrahlen, die Radioaktivität in der Geologie und Geophysik. Zum Schluß wird die historische Entwicklung der radioaktiven Forschung in kurzen Zügen geschildert.

Reichhaltige Angaben der Originalliteratur erleichtern nicht nur dem Studierenden das tiefere Eindringen in die Materie, sondern machen es auch zu einem guten Nachschlagewerk für den Fachwissenschaftler.

L. Wolf.

Bader, H. G., **Flugzeugbaukunde.** 121 S. 94 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1924.

Dieses kleine Werk ist als eine allen nicht unbedingt notwendigen mathematischen Beiwerkes entkleidete Einführung in den Flugzeugbau anzusprechen. Nach einer allgemeinen Einleitung in die Fragen des Luftverkehrs (Geschwindigkeit, Häufigkeit, Zuverlässigkeit, Bequemlichkeit und Wirtschaftlichkeit) werden die physikalischen Grundlagen des Fluges kurz dargestellt und dann zu den Grundzügen des Flugzeug- und Motorenentwurfes übergegangen. Hier findet man alles wesentliche behandelt; auch Konstruktionseinzelheiten wie die innere Ausrüstung der Flugzeuge, Verstrebungen usw. werden durch einige instruktive Bilder deutlich gemacht. Somit macht das Werkchen wohl nicht den Anspruch, als irgendwie abschließendes Lehrbuch zu gelten, aber immerhin möchte ich es als eine höchst lesenswerte Darstellung des Gebietes bezeichnen sowohl für diejenigen, die bei Vorhandensein des nötigen Interesses und der nötigen Vorkenntnisse nicht die Zeit haben, ausführliche Darstellungen zu lesen.

W. Hort.

Kneser, A., Die **Integralgleichungen** und ihre Anwendungen in der mathematischen Physik. Vorlesungen an der Universität zu Breslau. 2., umgearb. A. VIII, 292 S. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1922.

Das in seiner zweiten Auflage vorliegende Buch ist in Mathematikerkreisen rühmlichst bekannt als eines der besten Lehrbücher für die Theorie der Integralgleichungen. Der Verfasser behandelt in den ersten beiden Abschnitten heuristisch eine große Reihe interessanter Aufgaben aus dem Gebiete der linearen Wärmeleitung und der Schwingungen eindimensionaler mechanischer Systeme. Hat der Leser auf diese Weise Geschmack an der Methode der Integralgleichungen bekommen, so wird er in den nächsten Abschnitten in die streng mathematisch begründete Theorie der Gleichungen mit symmetrischem Kern und in die Sturm-Liouvillesche Darstellungsform eingeweiht. Der fünfte Abschnitt leitet auf zwei- und dreidimensionale Probleme (z. B. schwingende Membran und wärmeleitende Platte) über, wobei die Greensche Funktion des betrachteten Gebietes als Kern der Integralgleichung auftritt. Mit Hilfe der Funktionentheorie läßt sich u. a. auf Grund der Eigenschaften der Eigenfunktionen eine Darstellung willkürlicher Funktionen durch eine Verallgemeinerung des bekannten Fourierschen Doppelintegrals beweisen. Der siebente Abschnitt behandelt das Dirichletsche Problem der Potentialtheorie, das auf Integralgleichungen mit unsymmetrischem Kern führt, deren Theorie von Fredholm entwickelt wurde. Dessen Lösungsmethode durch Reihenentwicklungen, der praktische Teil der Integralgleichungstheorie, ist dann im letzten Abschnitte kurz durchgeführt. Das Werk enthält eine Fülle mathematischen Wissens, das mit äußerster Sorgfalt durchgearbeitet ist. Möge es dazu beitragen, den Integralgleichungen auch in die angewandte Physik mehr und mehr Eingang zu verschaffen, denn auch der praktische Physiker und Ingenieur wird sie in Zukunft nicht entbehren können, wenn auch gerade in der Praxis der Lösungsmethoden noch viel zu schaffen ist.

W. Birnbaum.

Kármán, Th. v., und Levi-Civita, T., **Vorträge aus dem Gebiete der Hydro- und Aerodynamik (Innsbruck 1922).** 251 S. 98 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1924.

Dieses Buch ist das Ergebnis einer Aussprache der maßgebenden Vertreter der Hydro- und Aeromechanik aus Deutschland, Holland, Italien, Norwegen, Polen und Schweden, die im September 1922 in Innsbruck zustande kam.

Hier wurden von A. G. v. Baumhauer-Amsterdam, V. Bjerknes-Bergen, J. M. Burgers-Delft, B. Caldonazzo-Mailand, U. Cisotti-Mailand, V. W. Ekman-Lund, W. Heisenberg-München, L. Hopf-Aachen, Th. v. Kármán-Aachen, G. Kempf-Hamburg, T. Levi-Civita-Rom, C. W. Oseen-Upsala, M. Panetti-Turin, E. Pistolesi-Rom, L. Prandtl-Göttingen, D. Thoma-München, J. Th. Thysse-Haag, E. Trefftz-Dresden, R. Verduzio-Rom, C. Wieselsberger-Göttingen, E. Witoszynski-Warschau und G. Zerkowitz-München die Vorträge gehalten (24 an der Zahl), die in dem vorliegenden Buche veröffentlicht sind. Die genauere Lektüre des gebotenen Stoffes bestätigt den Eindruck, den man bei der Durchsicht des Namensverzeichnisses der Verfasser erhält, daß hier eine Publikation von weittragender Bedeutung vorliegt, die Rechenschaft gibt von den außerordentlichen Erfolgen, die im letzten Jahrzehnt die mathematische Behandlung hydrodynamischer und aeromechanischer Probleme davongetragen hat.

Nach einer Einleitung (U. Cisotti: „Über den Anteil Italiens an dem Fortschritt der klass. Hydrodynamik usw") nehmen den Hauptteil des Buches neun Aufsätze (A. G. v. Baumhauer, V. Bjerknes, L. Hopf, M. Panetti, E. Pistolesi, L. Prandtl, E. Trefftz, R. Verduzio, C. Wieselsberger) ein, die sich mit Fragen der Flugzeugtheorie (Propeller, Tragflächen, Hubschrauben usw.) befassen. Fünf Vorträge (J. M. Burgers, Th. v. Kármán (2), G. Kempf, W. Heisenberg) behandeln das Problem der inneren Reibung und der Turbulenz, welches in den letzten Jahren bekanntlich in besonders weitgehender Weise aufgeklärt worden ist. V. W. Ekman, T. Levi-Civita, C. W. Oseen und J. Th. Thysse beschäftigen sich mit den Fragen der Wellenbewegung, in Sonderheit den Gesetzen der Meeresströmungen und der Gezeitenwellen. Der Rest der Beiträge (B. Caldonazzo, M. Panetti, D. Thoma, E. Witoszynski und G. Zerkowitz) behandelt verschiedene Fragen (Rotation von Körpern in Flüssigkeiten, Turbinen-Hydrodynamik, Strömungen mit Überschallgeschwindigkeit usw.). Schon diese Aufzählungen zeigen, ein wie vielseitiger Stoff in dem Werke zusammengetragen ist, welches ich für eine der wertvollsten Darstellungen des gegenwärtigen Standes der Hydrodynamik, wie sie nur von denjenigen gegeben werden kann, die an der Erforschung der Probleme selbrt beteiligt sind, bezeichnen möchte. W. Hort.

Rothe, R., **Elementarmathematik und Technik.** Eine Sammlung elementarmathematischer Aufgaben mit Beziehungen zur Technik. Mathematisch-physikalische Bibliothek. Bd. 54. IV, 52 S. 70 Abb. i. T. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin. 1924. Kart. 0,80 M.

Das Bändchen, das 70 einfache technische Aufgaben und ihre Lösungen bringt, ist wohl geeignet, dem Leserkreis, für den es besimmt ist (Schüler oberer Klassen und junge Studenten), Freude an der mathematischen Behandlung praktischer Fragen zu vermitteln. R. Vieweg.

Föppl, A. und Föppl, L., **Drang und Zwang.** Eine höhere Festigkeitslehre für Ingenieure. Bd. I. 2. A. XXIII, 359 S. 65 Abb. i. T. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1924. Geh. M. 14,—, geb. M. 15,—.

Die Tatsache, daß ein von vornherein nicht für eine breite Allgemeinheit bestimmtes Buch wie das vorliegende in so verhältnismäßig kurzer Zeit in zweiter Auflage erscheinen kann, zeigt, daß die Verfasser in Stoffwahl und Darstellung das Richtige getroffen haben. Die Neuauflage stellt im wesentlichen einen Neudruck dar, da im Hinblick auf die Preisgestaltung der stehen gebliebene Satz so gut wie vollständig wieder Verwendung fand. An wichtigen Ergänzungen sind neben einem Abschnitt über neuere Arbeiten über die rechteckige Platte (Hencky, Nadai, Timoschenko, Marcus, Biezeno und Koch) drei Abschnitte über den ebenen Spannungszustand zu nennen, in denen die Theorie des ebenen plastischen Gleichgewichts ausgehend von den grundlegenden Arbeiten Prandtls behandelt wird. Den mancherlei Änderungswünschen, die bei den Besprechungen der Erstauflage geäußert worden sind, konnte aus den angegebenen Rücksichten nur zum Teil entsprochen werden. R. Vieweg.

Personalnachrichten.

Berlin. Prof. Dr. Dr.-Ing. ehr. K. W. Wagner, Präsident des Telegraphentechnischen Reichsamtes, wurde zum Honorarprofessor an der Technischen Hochschule zu Charlottenburg ernannt.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin-Wilmersdorf, Südwestkorso 58 part. r., Telephon-Nr. Rheingau 2784.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Deutsche beleuchtungstechnische Gesellschaft.

Einladung zur Jahresversammlung in Jena am 18. und 19. September 1924.

(Vorläufige Ankündigung.)

Die diesjährige Jahresversammlung findet am 18. und 19. September in Jena statt. Die Hauptversammlung beginnt Donnerstag, den 18. September, vormittags 10 Uhr im Hörsaal des Mineralogischen Instituts. Bisher sind folgende Vorträge und technische Mitteilungen angemeldet:

1. Professor Dr. K. Pulfrich: „Über ein als Schwärzungsmesser, Kolorimeter, Nephelometer und Vergleichsmikroskop verwendbares neues Photometer".
2. Dr. E. Schott: „Herstellung und Eigenschaften der lichtzerstreuenden Gläser".
3. Professor Dr. A. Köhler: „Die Anforderungen an die Lichtquellen für Mikrophotographie und Mikroprojektion".
4. Dr. H. Hartinger: „Ein Verfahren zur Messung der Leuchtdichte".
5. Dr. L. Bloch: „Die Untersuchung und Kennzeichnung der Eigenschaften lichtzerstreuender Mittel".

Für Freitag, den 19. September, vormittags sind Bisichtigungen des Glaswerks von Schott & Genossen, sowie der Ausstellungs- und Vorführungsräume des Zeisswerks in Aussicht genommen.

Das endgültige Programm wird Ende August bekanntgegeben. Der Vorstand: Dr. Bloch.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1924 Fünfter Jahrgang Nr. 9

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Neuzeitliche Druckmessungen, unter besonderer Berücksichtigung der Schreibmanometer.

Von Julius Wohlfarth, Merseburg.

(Mitteilung aus den Blancke-Werken.)

Inhalt: Nach Erörterung der Bedeutung genauer Druckmessungen für die Wirtschaftlichkeit der Betriebe werden die Unterschiede zwischen Platten- und Röhrenfedermanometern kritisch betrachtet, fernerhin die Hauptgesichtspunkte erörtert, die für den Bau der Manometer maßgebend sind. Weiter werden die Herstellungsverfahren und die Arbeitsweise der Röhrenfeder ausführlich beschrieben und die in der Praxis üblichen Eichungsmethoden besprochen. Schließlich wird auf Schreibmanometer hingewiesen, die nach neuen Gesichtspunkten gebaut sind und deren Arbeitsweise an Diagrammen gezeigt wird.

In den letzten Jahren hat man mehr und mehr erkannt, daß in den wärmewirtschaftlichen Betrieben neben den bekanntesten Energieverlusten, wie Abgasverluste, Strahlungsverluste usw., auch die Druckverluste oft einen nicht zu unterschätzenden Prozentsatz der Gesamtenergie ausmachen.

Um dies kurz zu beweisen, nehmen wir als einfaches Beispiel einen Kreisprozeß nach Abb. 1 zwischen zwei Linien gleichen Druckes und zwei Adiabaten an, wie er sich theoretisch in Heiß- und Kaltluftmaschinen vollzieht. Wir haben hier einen Wirkungsgrad[1]) von $1 - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}$ anzunehmen. Wenn nun als Anfangsdruck $p_0 =$ 1 kg/cm² absolut angenommen wird, als oberer Druck ein solcher von 5 bzw. 6 kg/cm², so ergibt sich für den ersten Fall ein theoretischer Wirkungsgrad von 36,86%, für den zweiten ein solcher von 40,06%. Man sieht hieraus, daß der Druck, für den die betreffende Maschine bestimmt ist, gleichmäßig gehalten werden muß, um einen möglichst hohen Wirkungsgrad zu erreichen. Schwankt er dagegen stark, so wird seine mittlere Größe entsprechend niedriger werden und sich daher ein ungünstigerer Wirkungsgrad ergeben. Bei schlechter Bedienung kann hierbei der Druck zu hoch gehen, so daß die Gefahr des Bruches der Maschine besteht, wenn man diese nicht übermäßig stark bemessen hat. — Ferner sei darauf hingewiesen, daß in den Kondensatoren

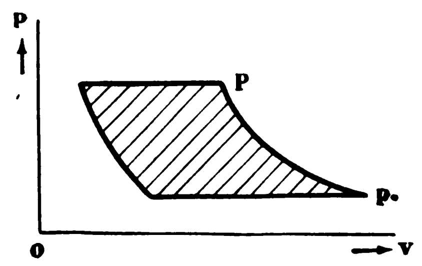


Abb. 1. Kreisprozeß zwischen zwei Linien gleichen Druckes und zwei Adiabaten.

der Dampfmaschinen und Dampfturbinen eine Änderung der Höhe des Vakuums um nur 1 cm Q. S. in dem gebräuchlichen Gebiete eine Minderleistung von 2% zur Folge haben kann.

Hieraus ist zu ersehen, daß als Grundbedingung für einen guten wirtschaftlichen Verlauf der Arbeitsvorgänge die Beobachtung der Größe und der Gleichmäßigkeit des Druckes eine große Rolle spielt, was zur Einführung der selbsttätig aufzeichnenden Druckmesser geführt hat.

Zur Erörterung der Wirkungsweise dieser Apparate betrachten wir zunächst die Eigenschaften der gewöhnlichen Federmanometer ohne

[1]) Vgl. „Hütte", 22. Aufl. (1915), 409.

selbsttätige Aufschreibung. Wie bekannt, gibt es zwei Bauarten, die Plattenfedermanometer und die Röhrenfedermanometer. Die Wirkungsweise der ersteren beruht auf der Durchbiegung der zwischen zwei Flanschen festverschraubten, ge-

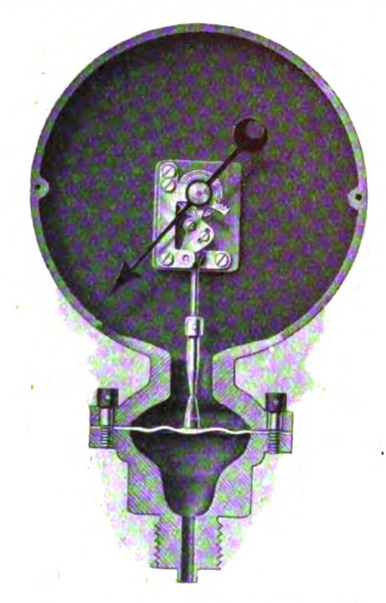


Abb. 2. Plattenfeder-Manometer.

wellten und gehärteten Plattenfeder (vgl. Abb. 2), deren Bewegung mittels einer kugelig gelagerten Stange auf einen Zahnradabschnitt und von diesem auf Zeigerwelle und Zeiger übertragen

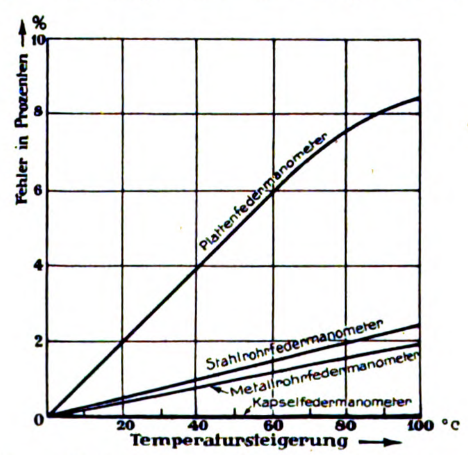


Abb. 3. Einfluß der Raumtemperatur auf die Anzeige von normalen Manometern.

wird. — Als Vorteil der Plattenfedermanometer ist es anzusehen, daß der Druckraum leicht zugänglich ist, und daß schädliche Einwirkungen von angreifenden Flüssigkeiten, Gasen, Säuren usw. durch Schutzplatten, z. B. aus Blei, Silber, früher auch aus Platin, verhütet werden können. Ein Nachteil der Plattenfedermanometer ist der geringe Hub, welcher nur $1^1/_4$—$1^3/_4$ mm beträgt. Es lassen sich somit gewisse Grenzen der Genauigkeit nicht überschreiten, da man das Übersetzungsverhältnis nicht beliebig erhöhen kann.

Ferner ist die festeingespannte Plattenfeder gegen Wärmeeinwirkungen sehr empfindlich. Das ist aus Abb. 3 zu erkennen, welche die durch Änderung der Raumtemperatur sich ergebenden Ungenauigkeiten in Prozenten des Einteilungsdruckes angibt. Man sieht aus dieser Abbildung, daß die Kapselfederinstrumente nach Abb. 4, welche für Druck- oder Zugmessungen von 20 bis 300 mm W.S. gebraucht werden, die günstigsten

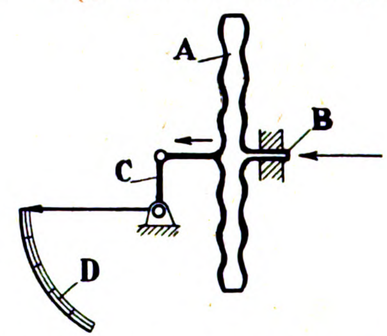


Abb. 4. Schema eines Kapselfeder-Manometers. *A* Kapselfeder, *B* Druckzuführungsstutzen, *C* Hebelübertragung, *D* Skala.

Resultate ergeben, da die hier verwendete, aus zwei Plattenfedern hergestellte Kapsel *A* sich frei bewegen kann, und da ein Spezialmaterial Verwendung findet, das nur ganz wenig von Wärmeeinwirkungen beeinflußt wird. Sehr unempfindlich gegenüber Temperaturänderungen sind auch die Metallrohrfeder- und Stahlrohrfedermanometer. Bei

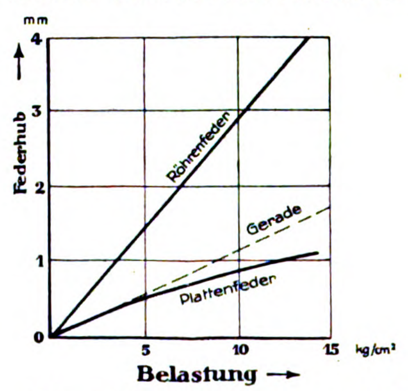


Abb. 5. Abhängigkeit des Federhubes von der Belastung.

einer praktisch nie vorkommenden Temperatursteigerung von 100° C tritt hier eine Veränderung der Druckanzeige von nur 2% ein. Selbstverständlich müssen für genaueste Messungen diese Druckabweichungen in Rechnung gesetzt werden.

Aus Abb. 5 erkennt man einen weiteren Nachteil der Plattenfeder. Es zeigt sich nämlich,

daß diese in dem gebräuchlichen Druckgebiet keine Proportionalität zwischen Hub und Druck ergibt. Deshalb zieht man in den meisten Fällen die genau proportional arbeitenden Röhrenfedern vor und verwendet die Plattenfedern nur in Fällen, in denen die ersteren ungeeignet sind, also hauptsächlich bei Drücken unter 1 kg/cm². Bei diesem Druckwürde nämlich infolge der geringen Wandstärke von nur einigen Zehntel Millimetern die Dauerhaftigkeit der Röhrenfeder zu gering werden.

Beim Röhrenfedermanometer nach Abb. 6 tritt der Druck durch den Manometerzapfen in eine kreisförmig gebogene Röhre von elliptischem Querschnitt ein und versucht sie zu strecken. Da diese an ihrem offenen Ende im Manometerkörper festgehalten wird, muß das freistehende, geschlossene Ende eine Bewegung ausführen, die

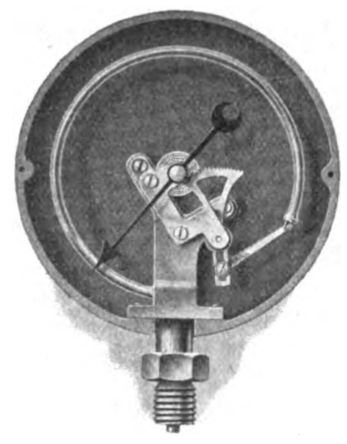


Abb. 6. Röhrenfeder-Manometer.

wie bei dem Plattenfedermanometer durch einen Zahnradabschnitt auf Zeigerwelle und Zeiger übertragen wird.

Das Röhrenfedermanometer läßt sich für die höchsten Drücke verwenden, wenn für die Wahl eines passenden Materials und einer richtigen Wandstärke der Feder Sorge getragen wird. Der Hub beträgt bei Metallrohrfedern normalerweise ungefähr 4 mm, bei Stahlrohrfedern 2 mm, er ist also gleich bei Federn z. B. für 1 kg/cm² und 50 kg/cm². Hieraus ergibt sich, daß die prozentuale Genauigkeit der Metallrohr- bzw. der Stahlrohrfedermanometer für jede Einteilung fast dieselbe ist, da das Manometerwerk nur die Aufgabe hat, den jeweiligen Hub ins Große zu übersetzen.

Wichtig ist die Herstellung der Stahlrohrfeder, die jetzt für hohe und höchste Drücke ausgedehnte Verwendung findet und in der chemischen Industrie für Zwecke gebraucht wird, bei denen die für niedrige Drücke verwendete Metallrohrfeder angegriffen wird. Die hohen Drücke fordern Manometerfedern, die bei starkschwankenden Druckbelastungen von 1500 bis 2000 kg/cm² wirklich dauerhaft sind; hierbei sind Beanspruchungen in Rechnung zu ziehen, die im normalen Maschinenbau als ganz außergewöhnlich hoch gelten.

Folgende kurze Vergleichsrechnung möge über diese Verhältnisse einen Überblick geben. Eine der Praxis entstammende Hochdruckfeder für 1500 kg/cm² Druck hat eine Bohrung $2r_i = 6$ mm, einen Außendurchmesser $2r_a = 10{,}5$ mm. Die für gerade zylindrische Rohre gültigen Formeln zur Berechnung der Tangentialspannung nach Abb. 7a:

$$\sigma_i = p\,\frac{\delta^2+1}{\delta^2-1} \quad \text{und} \quad \sigma_a = p\,\frac{2}{\delta^2-1},$$

wobei $\delta = \frac{r_a}{r_i}$ ist, ergeben Beanspruchungen = 2950 und = 1450 kg/cm². Diese Spannung wird aber noch bedeutend erhöht, da der Querschnitt elliptische Form hat und als ungünstige Halbmesser nach Abb. 7b die Größen r_a' und r_i' der Rechnung zugrunde zu legen sind. Verkleinert wird die Spannung etwas durch die Kreisform der

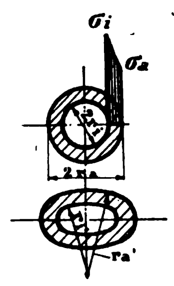


Abb. 7a u. b. Zur Beanspruchung der Röhrenfeder.

Feder. — Dieses Beispiel soll nur einen Anhaltspunkt für die Beanspruchungen geben, die in Frage kommen. Die genaue Beanspruchungsrechnung ist meines Wissens infolge mathematischer Schwierigkeiten noch nicht durchgeführt.[2])

Diese unvermeidlich hohen Beanspruchungen zeitigten die Einführung besonderer Herstellungsverfahren, sowohl in der Federdreherei und -bohrerei, als auch in der Schmiede und Härterei. Die Abb. 8 zeigt den Werdegang einer Hochdruckstahlrohrfeder. Bild a stellt den rohen Stahlstab dar, wie er von der vollen Stange abgeschnitten worden ist. Der Stahlstab wird im nächsten Arbeitsgang auf Spezialbänken gebohrt und sorgfältig ausgerieben (Bild b), ähnlich wie dies auch bei der Herstellung der Gewehrläufe geschieht; hierauf wird die Feder außen roh überdreht (Bild c), überschlichtet und mit dem erforderlichen Gewinde versehen (Bild d). Sodann kommt sie

[2]) Eine Manometerfederberechnung gibt H. Lorenz, Theorie der Röhrenfeder. Physikal. Zeitschr. **18** (1912), 117.

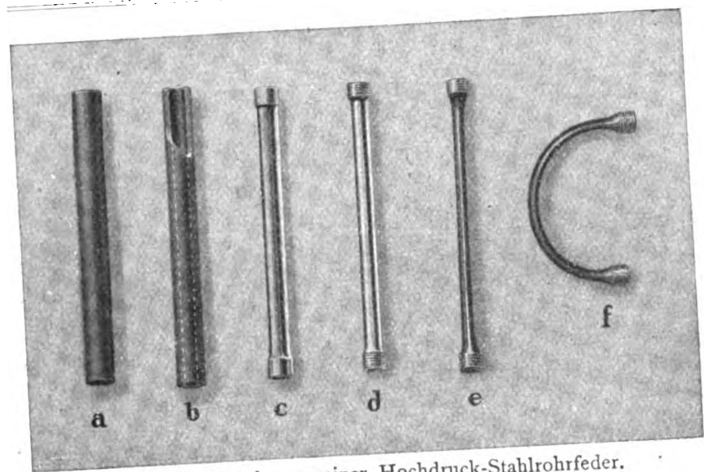


Abb. 8. Werdegang einer Hochdruck-Stahlrohrfeder.

nach genauer Kontrolle der einzelnen Abmessungen und der richtigen Bearbeitung in die Schmiede, in der sie breit geschmiedet (Bild e) und dann gebogen wird (Bild f). In der Härterei endlich erfolgt bei genau festgelegter Temperatur das Abschrecken und das Anlassen. Die Feder ist nun fertig und braucht nur noch mit Hilfe einer Probierpumpe auf ihr richtiges Arbeiten untersucht zu werden.

Die richtige Arbeitsweise der Röhrenfelder kann leicht dadurch festgestellt werden, daß man durch Feinmessungen auf optischem Wege die genaue Größe des Hubes bei verschiedenen Drücken bestimmt. Bei falscher Bearbeitung und unrichtiger Wahl des Materials zeigt sich hierbei eine starke Schleifenbildung nach Abb. 9b, welche durch Hysteresis zu erklären ist. Sie entspricht bei häufiger Wiederholung einer dauernden Arbeitsleistung, durch die das Material ermüdet und schließlich zum Bruch kommt. Diese sogenannte „elastische Nachwirkung" ist durch das neue Arbeitsverfahren und durch Wahl eines besonderen Materials fast zum Verschwinden gebracht worden, wie aus Abb. 9a ersichtlich ist.

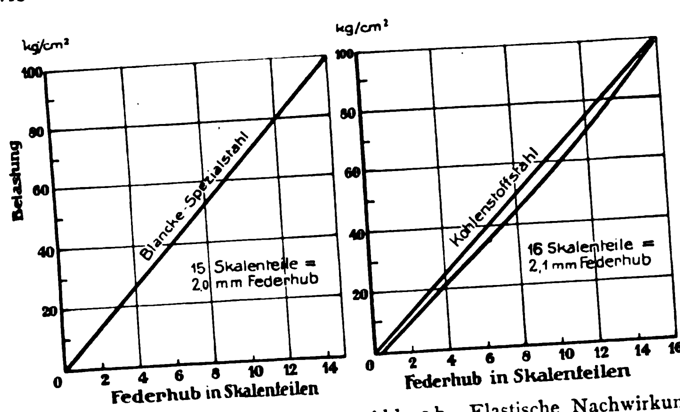


Abb. 9a. Elastische Nachwirkung bei Blancke-Spezialstahl. Abb. 9b. Elastische Nachwirkung bei Kohlenstoffstahl.
Die Schleifenbreite ist 20 fach vergrößert.

Diese Untersuchungen wurden von den Blancke-Werken in Merseburg durchgeführt; es wurde auch die Abhängigkeit des Federhubes von der Querschnittsform festgestellt, wie sie aus Abb. 10 zu erkennen ist. Die Kurve beginnt nach theoretischen Rechnungen für ein Achsenverhältnis der Ellipse = 1 (Kreis) auf der Abszissenachse[3]), da bei einer Feder mit kreisförmigem Querschnitt sich infolge der überall gleichmäßig verteilten Momente keine Bewegung des Federendpunktes ergibt. Gebräuchlich sind elliptische Querschnittsformen, bei denen das Achsenverhältnis 1 : 2 bis 1 : 4 beträgt. Man würde noch eine schmälere Ellipsenform ausführen, um den Hub entsprechend zu vergrößern, das wird aber durch die sich hierdurch ergebende Steigerung des Material-Spannung verhindert.

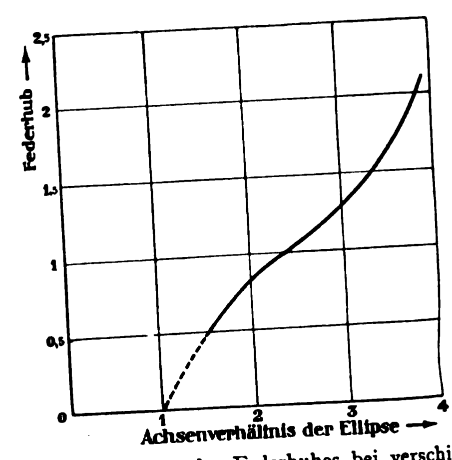


Abb. 10. Änderung des Federhubes bei verschiedener Querschnittsform der Feder und gleicher Belastung.

Neuerdings ist es gelungen, Röhrenfedern mit besonders hohen Hub von 20—25 mm herzustellen. Die Lösung dieses Problems war außerordentlich schwierig und erst nach vielen Versuchen und durch Anwendung besonderer Herstellungsverfahren gelangte man schließlich zu dem erwünschten Ziel.

Eine gute Feder, die als Hauptorgan des Manometers anzusehen ist, nützt immerhin noch wenig, wenn das Übertragungswerk nichts taugt; deshalb muß auch dem leichten Arbeiten und der guten Ausführung des Werkes große Aufmerksamkeit geschenkt werden. Die Übertragung der Bewegung, die durch Ritzel

[3]) H. Lorenz, Theorie der Röhrenfedermanometer. Zeitschr. des Vereins deutscher Ingenieure (1910), 1865.



und verzahntes Segment geschieht, muß fast spielfrei erfolgen und das ganz geringe Spiel, das man zur Vermeidung von Klemmungen nicht beseitigen darf, wird mittels einer kleinen Spiralfeder, wie sie auf Abb. 6 ersichtlich ist, unschädlich gemacht.

Für Kontrollzwecke pflegt man Manometer zu verwenden, bei denen diese Zahnradübertragung, also auch das sich hieraus ergebende Spiel, wegfällt. Die Bewegung des Federendpunktes wird hier direkt durch einen Hebel auf die Zeigerwelle übertragen, was naturgemäß eine exzentrische Zeigerstellung bedingt. Für den praktischen Betrieb ist diese Ausführung weniger beliebt, weil die Länge der Ableseskala nur etwa halb so groß ist, wie bei konzentrischen Zifferblättern.

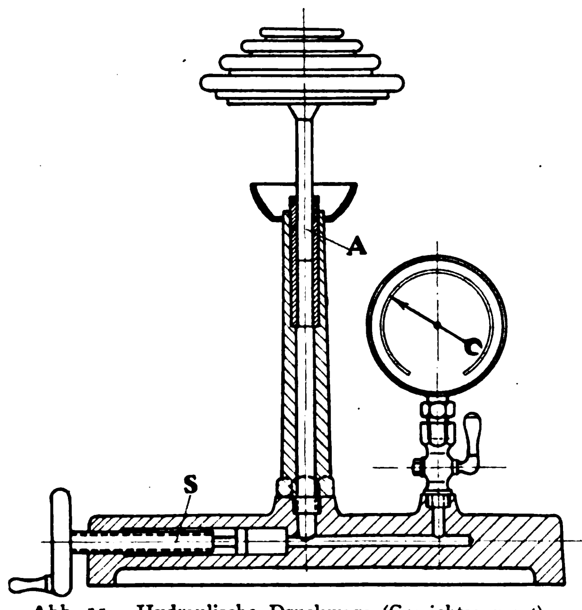


Abb. 11. Hydraulische Druckwage (Gewichtsapparat).

Die Manometer müssen als Präzisionsinstrumente einer genauen Eichung unterzogen werden. Hierzu bedient man sich verschiedener Vergleichsapparate, von denen die mit einer natürlichen Flüssigkeitssäule (Wasser- oder Quecksilbersäule) arbeitenden am genauesten stimmen.

Diese Flüssigkeitssäulen werden aber für höhere Drücke sehr lang; ich erinnere an die von Cailletet am Eiffelturm angebrachte Quecksilbersäule, mit der ein Druck von 420 kg/cm² gemessen werden kann. Für den praktischen Gebrauch sind sie deshalb zu unhandlich; daher werden Apparate bevorzugt, bei denen der Flüssigkeitsdruck durch Belastung eines Kolbens erzeugt wird. Abb. 11 zeigt eine solche hydraulische Druckwage, die mit einem eingeschliffenen Kolben A ohne Dichtungsring, mit dem sogenannten Amagatkolben, arbeitet. Auf die sorgfältigste Bearbeitung desselben kommt es hauptsächlich an, da das Spiel zwischen Kolben und Zylinder nur ganz gering sein darf, um ein Austreten der Druckflüssigkeit (Glyzerin) möglichst zu vermeiden und um die „Absinkzeit" sehr klein zu bekommen. Trotzdem muß sich der Kolben sehr leicht bewegen lassen, da er zur Ausschaltung der ruhenden Reibung von Hand oder durch einen kleinen Elektromotor dauernd in schnelle Drehungen versetzt werden muß. Das Spiel wird der beim engen Laufsitz üblichen Größe entsprechen, also bei einem Kolben von 1 cm² Querschnitt ungefähr 0,005—0,01 mm betragen. Die wirksame Fläche läßt sich nur schwer berechnen, annähernd wird sie dem Mittel-

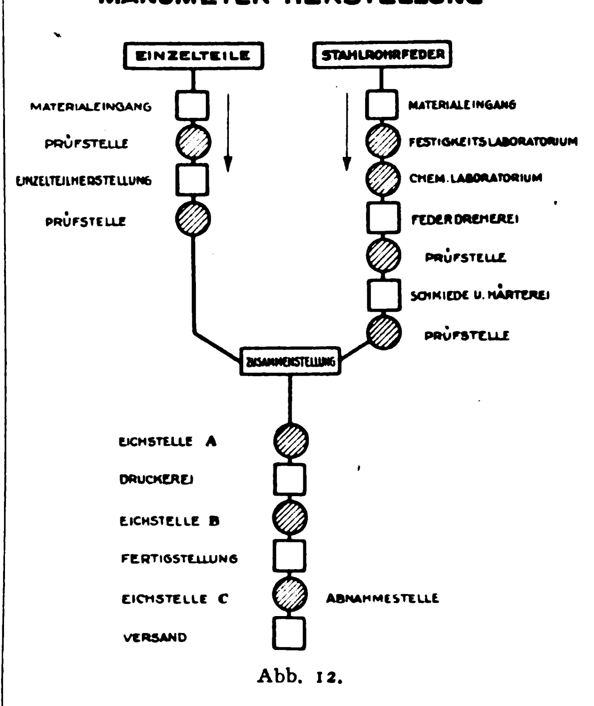


Abb. 12.

wert von Kolben- und Zylinderdurchmesser entsprechen.[4]) Zum Nachdrücken herausgetretener Flüssigkeit dient die Spindel S, mit deren Hilfe man den Kolben auf gleicher Höhe halten muß, um immer dieselben Eichbedingungen zu bekommen. Die Genauigkeit des Apparates ist keine absolute. Doch ist es immerhin möglich, bei bester Werkstattausführung von Kolben und Zylinder Meßgenauigkeiten von 3 vom Tausend zu erreichen.[4]) Das genügt für die meisten Fälle. Die Instrumente werden auch für Drücke bis 1200 kg/cm² gebaut. Hierbei besteht freilich der Nachteil, daß infolge des hohen Druckes eine gewisse Deformation von Zylinder und Kolben unvermeidlich ist, die die Meßgenauigkeit etwas beeinflußt.

Mit diesen Apparaten werden die Justiermano-

[4]) G. Klein, Untersuchung und Kritik von Hochdruckmessern. Dissertation, Berlin (1909).



meter in regelmäßigen kurzen Abständen geprüft. Diese dienen zur Eichung der normalen Manometer. Auch hier muß im Interesse guter Lieferung große Sorgfalt walten. Der Eichvorgang ist ungefähr der folgende:

Der Kontrollarbeiter A, Eichstelle A, nach Abb. 12 zeichnet unter Zuhilfenahme der Preßpumpe und eines Kontrollmanometers auf den Zifferblättern die einzelnen Druckstufen an. Hat er diese Aufzeichnungen vorgenommen, dann wird nochmals bei Null begonnen und eine Kontrolle ausgeführt, ob die Markierungspunkte sich mit dem jeweiligen Zeigerausschlag decken. Die einzelnen Drucklinien werden nun von Hand eingetragen, die Zifferblätter selbst bedruckt, worauf sie nach der Stelle B gelangen.

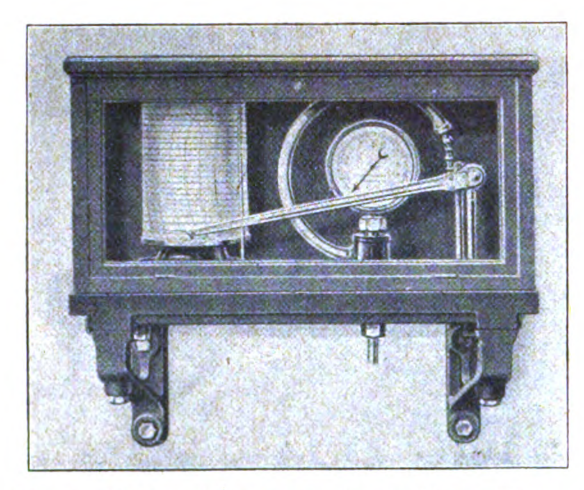


Abb. 13. Mittleres Schreibmanometer der Blancke-Werke, Merseburg.

Der hier tätige Kontrollarbeiter führt das endgültige Aufsetzen des Zifferblattes sowie des Zeigers aus, wobei er unter Zuhilfenahme einer Probierpumpe und eines Kontrollmanometers zu prüfen hat, ob die Druckanzeige mit dem Kontrollmanometer genau übereinstimmt. Nun wird das Manometer fertig zusammengebaut und gelangt vor Verlassen der Werkstatt zur Abnahmestelle C; der hier beschäftigte Kontrollarbeiter, der ebenfalls wie die bei Eichstation A und B tätigen, mit Druckpumpe und Kontrollmanometer arbeitet, stellt fest, ob die Anzeigen wirklich stimmen.

Der Genauigkeit der normalen Betriebsmanometer selbst sind gewisse Grenzen gesetzt, da die geringsten Ungenauigkeiten der Übertragungszähne und vielfach auch die elastische Nachwirkung schließlich einen gewissen Einfluß bekommen und man kann wohl annehmen, daß normalerweise eine Genauigkeit von $^1/_2{}^0/_0$ des Höchstdruckes für den praktischen Betrieb völlig genügt.

Die obigen Ausführungen über die Federherstellung und die Eichung der Manometer gelten sinngemäß auch für die Schreibapparate, deren Vervollkommnung die Blanckewerke sich besonders angelegen sein ließen. Abb. 13 und 14 zeigt ein mittleres Schreibmanometer, das von dieser Firma hergestellt wird. Die Schreibtrommel, sowie das Übertragungswerk sind auf einer starken Gußeisenplatte befestigt, so daß eine gegenseitige Verlagerung und eine hierdurch entstehende falsche Anzeige vermieden wird. Der Apparat ist durch einen soliden Eichenholzkasten geschützt. Ein besonderes Vergleichsmanometer gestattet ein müheloses Ablesen des augenblicklich vorhandenen Druckes und kann gleichzeitig zur Kontrolle des Schreibwerkes dienen.

Die Übertragung ist sehr einfach gehalten, da nach Abb. 14 die Feder unter Zwischenschaltung einer verstellbaren Zugstange direkt an einem Hebel der Zeigerwelle angreift und hierdurch den Zeiger in Bewegung bringt. Die Zeigerwelle selbst ist in Kugeln gelagert und bewegt sich daher spielend leicht.

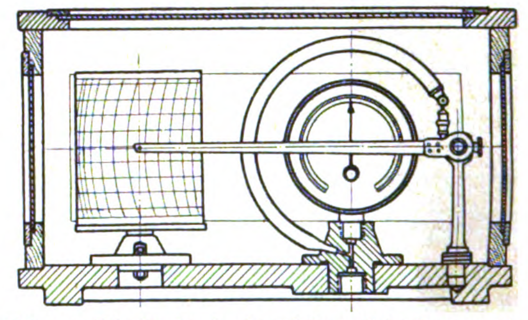


Abb. 14. Schnitt durch ein mittleres Schreibmanometer.

Für Fälle, bei denen ein größeres und deutlicheres Diagramm erwünscht ist, werden auch große Apparate nach Abb. 15 und 16 gebaut. Diese haben eine Trommel von 153 mm Durchmesser und 250 mm Schreibhöhe, so daß die Schreibfläche viermal so groß ist als die der mittleren Apparate nach Abb. 13, bei denen Trommeldurchmesser und Schreibhöhe 100 mm betragen. Durch ein besonderes Übertragungsgestänge wird der Zeiger gerade geführt, also eine bequeme Ablesung und eine genaue Planimetrierung ermöglicht. Wesentlich ist, daß die mit E bezeichneten Längen (vgl. Abb. 16) genau gleich sind, so daß der Punkt A sich dauernd unter dem Punkt B befindet. Die Hauptdrehpunkte sind zur Erreichung einer großen Empfindlichkeit mit Kugellagern versehen.

Abb. 17 zeigt noch ein Doppelinstrument, das im Prinzip genau so gebaut ist wie der Apparat nach Abb. 15. Es sind hier nur zwei getrennte Schreibapparate angeordnet, die auf einem gemeinsamen

Schreibstreifen arbeiten, so daß der Druckunterschied leicht festgestellt werden kann. Diese Instrumente werden für hohe Drücke gebraucht, können aber auch für Differenzmessungen niedriger Drücke Verwendung finden, um durchgehende Luft-, Gas- und Dampfmengen mit Hilfe einer geeichten Stauscheibe zu bestimmen. In vielen Fällen läßt sich vorteilhaft auch noch ein dritter Zeiger anbringen, wie er auf der Abb. 17 zu sehen ist, der parallel mit dem höheren Zeiger geht und eine rote Linie aufzeichnet. Er begrenzt dann das Gebiet, in dem der mittlere Zeiger arbeiten darf.

Durch Verlängerung des Schreibzeigers, also durch Vergrößerung des Winkelausschlages und durch Anwendung einer Feder, deren Endpunkt sich im Meßbereich genau proportional zum Druck bewegt, ist es möglich, eine proportionale Einteilung auf der Trommel zu erhalten, so daß also bei den Streifen gleiche Druckbereiche auch dieselbe Höhe erhalten. Während früher die Schreibstreifen für jeden Apparat gesondert hergestellt werden mußten und dadurch selbstverständlich ziemlich teuer wurden, ist heute für gleiche Drücke die Verwendung gleicher Streifen möglich, die deshalb in größeren Auflagen gedruckt werden können; trotzdem ist die Genauigkeit überraschend. Denn bei Versuchen, die mit einem Apparat mittlerer Größe mit Einteilung 0 bis 20 kg/cm² ausgeführt wurden, betrug der Unterschied von der Anzeige des Justierinstrumentes, wie aus Zahlentafel 1 ersichtlich, höchstens 0,05 kg/cm², also

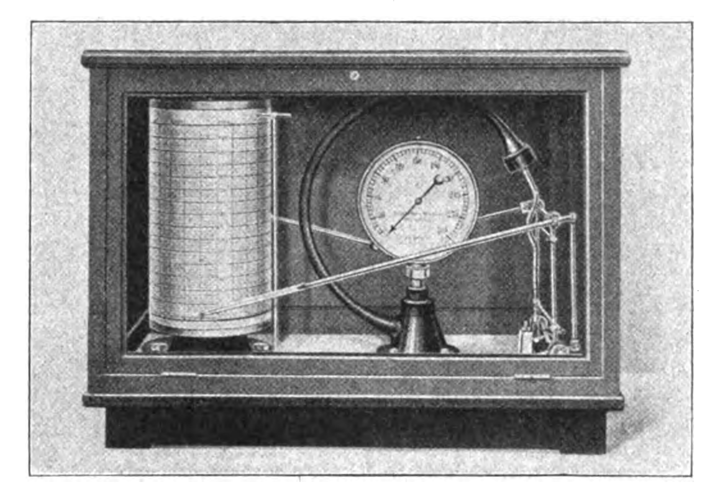


Abb. 15. Großes Schreibmanometer der Blancke-Werke, Merseburg mit Geradführung.

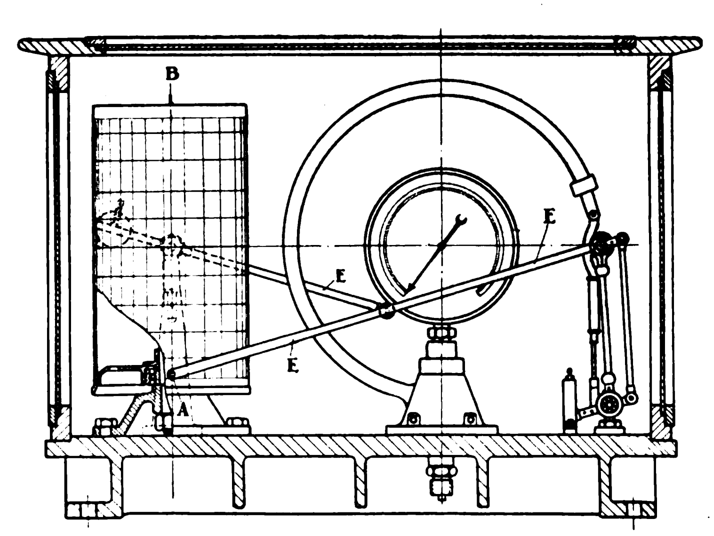


Abb. 16. Schnitt durch ein großes Schreibmanometer.

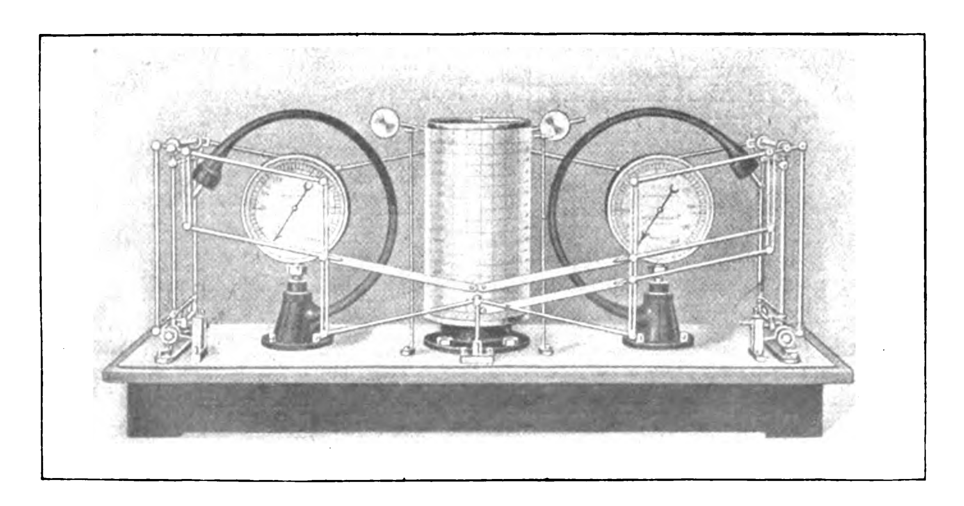


Abb. 17. Doppelschreibmanometer der Blancke-Werke, Merseburg.

nur $^1/_4{}^0/_0$ des Einteilungsdruckes. Diese Abweichung ist so gering, daß sie der Strichstärke der auf dem Diagramm aufgedruckten Linien entspricht.

Zahlentafel 1.

Anzeige des Justiermanometers kg/cm²	Anzeige des Schreibappartes mit gedrucktem Schreibstreifen	
	Hingang kg/cm²	Rückgang kg/cm²
2	2,00	2,03
4	4,05	4,05
6	6,03	6,05
8	8,05	8,05
10	10,03	10,01
12	12,01	12,04
14	14,00	14,03
16	16,00	16,00
18	17,97	18,00
20	19,95	

In vielen Fällen ist es wichtig, die Druckaufzeichnungen nur im Gebiete des Betriebsdruckes vorzunehmen, also beispielsweise nur einen Druckbereich von 10—20 kg/cm² aufzuschreiben, wenn der Betriebsdruck 15 kg/cm² beträgt. Hierdurch erreicht man, daß die Drücke in doppelter Größe aufgezeichnet werden als bei der früheren Ausführung, bei der man eine Einteilung von 0—20 kg/cm² vornahm. Diese sogenannte „Unterdrückung des Nullpunktes" ist freilich nur möglich, wenn ein Material Verwendung findet, das eine hohe Elastizitätsgrenze hat, und welches sehr hoch beansprucht werden kann. Jetzt ist es bereits möglich, die Hälfte des Gesamtdruckbereiches zu unterdrücken.

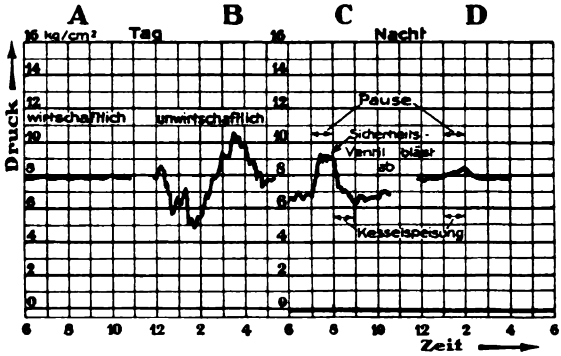


Abb. 18. Druckaufzeichnung auf Schreibstreifen.

Zum Schluß sei noch darauf hingewiesen, was man mit Hilfe eines Schreibapparates erreichen kann. Am Anfang war erwähnt, daß eine gleichmäßige Druckhaltung sehr wesentlich ist. Man sieht auf Abb. 18, Bereich *A*, daß man bei genauer Beachtung des Arbeitsvorganges oft einen fast geradlinigen Druckverlauf erhalten kann. Bereich *B* zeigt dagegen, daß der Arbeiter die Schwankungen nicht zu beseitigen wußte oder daß er nicht gut kontrolliert wurde.

Für viele Fälle ist auch eine gewisse Druckschwankung wirtschaftlich. Ein Beispiel aus dem Kesselbetrieb soll das darlegen. Im Bereich *C* haben wir anfangs einen etwas schwankenden und recht niedrigen Druck infolge starker Dampfentnahme. Jetzt tritt eine Arbeitspause ein, der Druck steigt infolge des ungedämpften Feuers sehr stark an, bis schließlich das Sicherheitsventil abbläst. Das ergibt natürlich einen großen Energieverlust. Nach Schluß der Pause sieht der Heizer am Kessel den stark gesunkenen Wasserstand und fängt an zu speisen; ein übermäßig starker Druckabfall ist die Folge, da ja in den Kessel jetzt viel verhältnismäßig kaltes Wasser eingepumpt wird; deshalb arbeitet die Betriebsdampfmaschine mit zu niedrigem Druck, folglich auch mit schlechtem Wirkungsgrad.

Ein guter Heizer, den man Diagramme lesen gelehrt hat, wird ganz anders verfahren. Er wird möglichst vor der Pause den Kessel nicht speisen und so den Höchstdruck gut halten können (Bereich *D*). In der Pause wird er die Speisepumpe anstellen und durch Einpumpen von Speisewasser die überschüssige Wärme binden, den Kessel also gewissermaßen als Wärmespeicher verwenden. Er kann deshalb nach der Pause mit einem gleichmäßigen Höchstdruck leicht weiter arbeiten.

Derartige Beispiele könnte man noch viele bringen, da bei richtigem Lesen der Diagramme sich wohl überall wärmewirtschaftliche Verbesserungen einführen lassen. So sind z. B. die Schreibzugmesser bei Dampfkesselfeuerungen von größtem Werte. Es kann gar nicht genug betont werden, daß diese Kleinigkeiten, die hier oft beachtet werden müssen, schließlich doch zu einer sehr großen Ersparnis führen können.

Fast jeder Arbeiter wird nur dann richtig arbeiten, wenn man ihn dauernd kontrolliert und wenn man ihm mit Hilfe eines Schreibstreifens die gemachten Fehler schwarz auf weiß zeigen kann. Das Schreibinstrument kann die Vertretung des Betriebsleiters übernehmen und eine dauernde Kontrolle in dessen Abwesenheit ausüben. Man könnte deshalb diesen Apparat „Das Auge des Betriebsleiters" nennen.

Hieraus ersieht man, daß zur genauen Druckmessung Schreibapparate überall dort angebracht werden sollten, wo es darauf ankommt, die Drücke nach bestimmten Vorschriften genau einzuhalten. Sie können an der Hand eines wissenschaftlich geschulten Betriebsleiters ein hervorragendes Mittel werden zu der in der Jetztzeit so dringend nötigen Erhöhung der Wirtschaftlichkeit des Betriebes und zur Erniedrigung der Produktionskosten.

(Eingegangen am 29. April 1924.)



Originalmitteilungen.

Über die unter einer Belastung sich bildenden Gleitflächen der festen Körper.[1])

Von A. Nádai in Göttingen.

(Mit 6 Tafeln.)

1. Die von Lüders und von Hartmann vor langer Zeit beschriebenen feinen Reliefzeichnungen, die man auf den blank polierten Seitenflächen von Versuchskörpern aus weichem Eisen nach ihrer bleibenden Formänderung oft in sehr regelmäßiger Weise entstehen sieht, von denen vereinzelte Abbildungen in den Handbüchern über Elastizität und Festigkeit Aufnahme gefunden haben, und die gröberen Linienzeichnungen, die auf der Oberfläche von beanspruchten Körpern kurz vor ihrem Bruch beobachtet werden können, sind nur selten im Zusammenhang mit den Spannungszuständen betrachtet worden, unter denen sie entstehen. Eine der auffälligsten Eigenschaften ihrer Linien ist ihr Zusammentreffen mit den Flächen, in denen die Schubspannungen im Innern der beanspruchten Körper ihre größten Werte erreichen oder doch ihre Zuordnung zu diesen Flächen. Die von den Festigkeitsversuchen der Ingenieure her bekannten Fließfiguren des weichen Eisens und die Erscheinungen und Bildungsgesetze der groben Gleitflächen in den Stoffen, in denen sie der Beobachtung zugänglich gemacht werden können, dürften deshalb ein wertvolles Hilfsmittel zur Erforschung der Spannungszustände der festen Körper in ihrem bildsamen Zustande sein.

Obwohl der um die Ausgestaltung der Statik hochverdiente Ingenieur Otto Mohr[2]) die Bedeutung der Gleitflächen für das Verständnis der Fließ- und der Bruchvorgänge in den festen Körpern vor einem Vierteljahrhundert erkannt und sie zur Erklärung der Fließgrenzen und der Bruchformen herangezogen hat, und obwohl einige seiner Erklärungsversuche wegen des vom Standpunkt der Mechanik aus oft nur wenig befriedigenden Versuchsmaterials, das ihm zur Verfügung gestanden hat, heute sicher nicht mehr aufrecht erhalten werden können oder einer Revision bedürfen, dürften seine, noch um ein weiteres Vierteljahrhundert früher veröffentlichte Methode zur Darstellung der Spannungszustände und seine Gedanken über die Bedingungen, unter denen die festen Körper in ihren bildsamen Zustand übergehen können, sowie über die Umstände, die für die Bruchgrenze maßgebend sind, noch nicht in dem Maße befruchtend gewirkt haben, als für eine Wiederbelebung und Ergänzung der älteren St. Venantschen Ansätze der Mechanik der Körper in ihrem bildsamen Zustande und für die Abklärung der Bruchtheorieen vielleicht sehr förderlich gewesen wäre.

2. Ich verdanke Herrn L. Prandtl den Vorschlag, zur Wiedergabe der geringfügigen Verwölbung einer polierten Metallfläche durch eine beginnende plastische Deformation oder eine Fließfigur die Schlierenmethode anzuwenden.[3]) Die weiter unten folgenden Aufnahmen der Fließfiguren und der Verwölbungen der Seitenflächen metallener Versuchskörper sind mit ihrer Hilfe aufgenommen worden.

Ein wertvolles Hilfsmittel zur Feststellung der Gleitflächen und der strukturellen Änderungen im Gefüge der Fließschichten in einem Eisenkörper ist ferner das Ätzverfahren von A. Fry[4]), mit dem es möglich geworden ist, die Fließfiguren nachträglich auch in den Schnittflächen eiserner Körper hervorzurufen. Aus den verschiedenen im Gefüge der Fließstreifen von Fry beobachteten Störungen und der von A. Fry und B. Straus[5]) festgestellten Tatsache, daß in stark beanspruchten Eisenblechen die Bruchflächen wiederholt mitten durch die dunklen Fließstreifen hindurch gingen, die sie an den Schnittflächen später durch Ätzung sichtbar machten, dürfte folgen, daß in diesen durch die Fließfiguren angezeigten Schichten das Gefüge oder zum mindesten Bestandteile desselben, nämlich die Korngrenzen- und Zwischensubstanz oder einzelne Kristallite in stärkerem Maße in Mitleidenschaft gezogen wurden, als in den angrenzenden gleichmäßig plastisch deformierten Gebieten des Eisens. Man darf einen weiteren Aufschluß über die Veränderungen des Materiales in den Fließschichten durch Versuche mit einem weichen Eisenstab in einer Dauerprüfmaschine erwarten, den man vor seiner Untersuchung auf Schwingungsfestigkeit beispielsweise in einem Biegungsversuch bis zur Bildung der ersten Fließfiguren beansprucht hat. Wenn das Material in den Fließstreifen stärker zerstört worden ist, als in den übrigen Teilen des Stabes, müßte der Bruch im Dauerversuch in einer der dünnen Fließschichten erfolgen, welche durch die Fließfiguren angezeigt werden.

---

[1]) Auf dem internationalen Kongreß für die angewandte Mechanik am 26. April 1924 in Delft vorgetragen.

[2]) Zeitschr. des Vereins deutscher Ingenieure (1900), 1524 und „Zur Festigkeitslehre" Zeitschr. des Vereins deutscher Ingenieure (1901), 740.

[3]) Über eine Anordnung, die mir gute Dienste leistete, finden sich einige Angaben in der Schweizerischen Bauzeitung, Zürich (1924), 157.

[4]) A. Fry, „Kraftwirkungsfiguren in Flußeisen, dargestellt durch ein neues Ätzverfahren." Kruppsche Monatshefte, Essen **2** (1921), 117.

[5]) Ebenda, S. 126.

3. Die Bemerkung Prandtls, daß die lockeren, gesteinartigen, in einem gewöhnlichen Druckversuche sich als spröde verhaltenden Materialien kurz vor ihrem Zusammenbruch eine gewisse örtlich begrenzte Plastizität aufweisen, hat mich dazu angeregt, diese Eigenschaft zur Erzeugung von Gleitlinienzeichnungen an beanspruchten Körpern heranzuziehen. An den Probekörpern einer älteren Reihe von Druckversuchen von Prandtl und Rinne (besonders an Körpern aus Carraramarmor), die mir zur Verfügung gestanden haben, fielen Exemplare durch eine sehr regelmäßige Zeichnung auf ihrer Oberfläche auf, die von ihrer Beanspruchung herrührte. Aus den Festigkeitsversuchen von v. Kármán[6]) ist bekannt, daß die lockeren Gesteine, wenn sie einem gewöhnlichen Druckversuche unterworfen werden, in ihrem Gefüge starke Zerstörungserscheinungen zeigen, während die unter einem allseitigen, hohen Manteldruck und unter einer axialen Druckkraft beanspruchten Körper sich hochplastisch (innerkristalline Translationen und Zwillingsbildungen) erweisen. In den einfachen Druckversuchen wird das Gefüge aber gewöhnlich nicht gleichmäßig zerstört, sondern am stärksten in den durch die Oberflächenzeichnungen angezeigten Schichten. An Körpern aus Paraffinen und Mischungen von Parafinen mit Ceresin konnten diese Zerstörungserscheinungen in regelmäßiger Weise hervorgerufen werden, so daß sich an aus diesen Materialien hergestellten Versuchskörpern die Gleitflächen gut verfolgen ließen.

4. Druck- und Zugversuche mit weichem Eisen. Die Behinderung der Querausdehnung eines zwischen zwei harten Platten gepreßten Versuchskörpers durch die Reibung der Druckplatten und die ungleichmäßige Spannungsverteilung in der Nähe der Druckflächen hat zur Folge, daß gewöhnlich Teile des Versuchskörpers in der Nähe der Druckflächen seitlich abgequetscht werden, bevor noch die mittlere Druckspannung im Versuchskörper die Fließgrenze erreicht. Man sieht deshalb die ersten Fließfiguren in der Nähe der Druckflächen aufblitzen, wobei die Gebiete an den Druckkanten oder einzelne Ecken des Versuchskörpers seitwärts herausgeschoben werden. Dadurch wird die Druckkraft allmählich gleichförmiger vom Probekörper aufgenommen. Die schmalen matten Streifen, in denen die plastischen Schichten durch die Oberfläche geschnitten werden, lassen deutlich die Verschiebungsrichtung der noch nicht veränderten Körperteile erkennen. Die Fließstreifen haben kurz nach ihrer Entstehung entweder ein dach- (Druckversuch) oder ein nutenförmiges Profil (Zugversuch) oder sie bilden nur nach einer Richtung abfallende flache Böschungen (1, 2 und 3 in Abb. 1) der ehemals ebenen Oberfläche, welch letztere bereits mit freiem Auge betrachtet, deutlich schuppig erscheinen. Die Fließfiguren mit den Profilen 1 und 2 stehen am steilsten zur Druck-(Zug-)Richtung, die böschungartigen sehen am schuppigsten aus, wenn sie senkrecht zur Druckrichtung verlaufen, d. h. wenn die Gleitrichtung in der betreffenden Gleitfläche die Oberfläche am steilsten trifft. Wo die Gleitrichtung

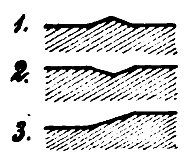


Abb. 1.

hingegen nahezu parallel zur Oberfläche verläuft, entstehen die Fließfiguren mit dach- oder rinnenförmigem Querschnitt. Unter dem Mikroskop lösen sich die Schuppen zu Gruppen von in zusammenhängenden Schichten übereinander verschobenen Kristalliten auf, wobei jedoch im Gegensatz zu der Gleitlinienbildung am einheitlichen Kristall keine scharfen Stufen zu erkennen sind. Innerhalb der Ferritkörner einer Fließfigur sind die kristallinen Streifungen unter günstigen Beobachtungsbedingungen erkennbar. Wenn das Fließen ohne Bildung von Fließfiguren beginnt, wie beim Probekörper Abb. 11, wird die Oberfläche allmählich matt. Bei diesem Eisenkörper wurde der mittlere Teil seiner beiden Druckflächen um eine Spur eingedreht, um eine Druckübertragung in den äußeren Teilen der Endquerschnitte zu erzwingen. Die Wirkung ist in den beiden durch die Schlierenbeleuchtung übertrieben abgebildeten Wulsten in Abb. 11 zu sehen, das Material quoll an den Druckkanten zur Seite heraus, bevor noch die Druckspannung die Fließgrenze im Körper erreichte. Die regelmäßige Strichzeichnung kleiner erhabener Inseln in der Abb. 12, 13 stellte sich auf der Oberfläche eines anderen gedrückten Eisenprismas unter der auffallend niedrigen Spannung von 1330 kg/cm² ein, lange bevor die Fließgrenze (mit 2420 kg/cm²) erreicht war und die, in der Abb. 13 ebenfalls sichtbaren gröberen Fließfiguren sich gebildet hatten.

Die Grenzen der matten Bänder, die sich aus den schmalen Fließfiguren zu bilden pflegen, wenn man die Belastung weiter wirken läßt, können parallel zu ihrer Gleitebene vorrücken, wie beispielsweise auf dem Stab mit den drei Löchern in Abb. 5 zu sehen ist, bei dem sich die beiden breiten Bänder aus zwei, durch die Löcher hervorgerufenen (vergl. auch Abb. 2 und 3) gegenläufigen Fließfiguren entwickelt haben. Doch sieht man die Grenzen der breiten Streifen oft auch ohne Bezugnahme zur Richtung der größten Schub-

[6]) Festigkeitsversuche unter allseitigem Druck. Mitt. üb. Forschungsarbeiten des V. d. I., Heft 118.

spannung wandern, wie in der Abb. 4 und 6. Die Bildung der kantigen Profile der steil zur Zug- oder Druckrichtung verlaufenden Fließfiguren in ihrem ersten Entstehungszustand dürfte vielleicht zur Klärung der Vorgänge beitragen, die sich in den dünnen Schichten abspielen, die durch die Fließfiguren angezeigt werden. Aus den Beobachtungen muß gefolgert werden, daß im weichen Eisen im Augenblick der Bildung einer dünnen durchlaufenden plastischen Schicht die relative Bewegung der sie von beiden Seiten begrenzenden, nur elastisch deformierten Stabteile in einer Verschiebung parallel der betreffenden Schicht besteht. In der dünnen Fließschicht werden die Kristallite zuerst gezwungen sich wie in einem ebenen plastischen Zustand zu deformieren, erst nachdem die Schicht eine gewisse Dicke erreicht hat, beginnen dann die normalen Formänderungen des Zug- oder Druckversuches, wobei unter allen 45gradigen, die einzelnen Kristallitengruppen in Mitleidenschaft ziehenden Gleitebenen keine mehr vor den anderen ausgezeichnet ist. Beobachtungen, die für diese Annahme sprechen, sind die auf S. 369 erwähnten, ferner daß man auf der Oberfläche der Stäbe die Stellen der ersten Fließfiguren noch später erkennen kann, nachdem sich aus ihnen die breiten matten Bänder entwickelt haben, während man in diesen selbst nur eine gleichmäßige Struktur sieht. Schließlich wäre noch zu erwähnen, daß man des öfteren den Stab durch zwei gleichzeitig aufgetretene Fließfiguren in der in den Skizzen 14 und 15 angedeuteten Weise sich deformieren sieht.

Eine regelmäßig sich wiederholende Erscheinung während der Zugversuche mit dem weichen Eisen war das Abfallen der Last in dem Augenblick, in dem sich eine Fließfigur über einem schiefen Querschnitt des Stabes ausbreitete, während die Last nicht merklich sich änderte, wenn die matten Streifen sich bildeten.[7])

Die mikroskopische Betrachtung der Oberfläche ließ bei den Zugversuchen mit einem stärkeren Abfall der Last an der Streckgrenze, der von einer Fließfigurenbildung begleitet war, meist ein feines Korn erkennen, während die Körper, deren Oberfläche nicht in Streifen, sondern gleichmäßig matt wurde, ein gröberes Korngefüge zeigten, in dem um so schöner die innerkristallinen Translationen zu sehen waren. Der Zusammenhang einer grobkristallinen Struktur mit dem Wegfall der Labilitätserscheinung an der Fließgrenze, deren Bildungsbedingungen im weichen Eisen in Deutschland besonders durch die sorgfältigen Untersuchungen von R. Baumann[8]), Friedrich Körber[9]), Pr. P. Fischer[10]) und von A. Pomp[11]) weitgehend aufgeklärt worden sind, scheint auf die Rolle der Festigkeit der Zwischensubstanz im Korngefüge hinzuweisen, deren teilweiser lokaler Zusammenbruch möglicherweise die Ursache der Erscheinung des Abfallens der Last in den Zugversuchen sein könnte. Die tiefgreifenden Veränderungen, die A. Fry mit Hilfe seines Ätzverfahrens im Gefüge der Fließschichten nachgewiesen

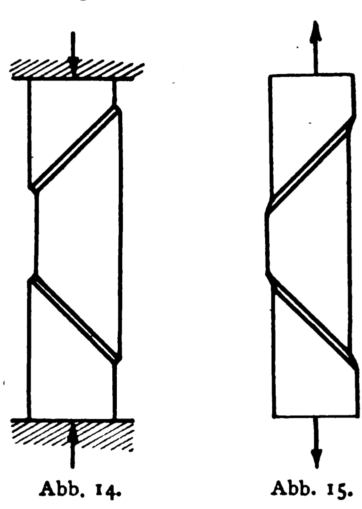


Abb. 14. Abb. 15.

hat, dürften mit diesen Vorgängen zusammenhängen. Aus der Tatsache, daß das Korn in den Fryschen Ätzbildern innerhalb der Fließschichten durch dickere Linien begrenzt erschien als in den angrenzenden Gebieten, d. h. daß die Korngrenzensubstanz in den Fließschichten durch Ätzmittel stärker angegriffen wurde, als außerhalb von ihnen, muß gefolgert werden, daß sie dort stark zerstört worden ist. Das verschiedene Verhalten eines ausgeglühten, weichen Eisens an seiner Fließgrenze je nach der Größe seines Korns dürfte sich vielleicht erklären lassen, wenn man annimmt, daß die Korngrenzensubstanz beim weichen Eisen eine bedeutende Festigkeit besitzt und daß dieses Gerippe es ist, das die Ferritkörner hindert, sich plastisch zu deformieren. In einem grobkörnigen Eisen können die kristallinen Gleitebenen verhältnismäßig leicht, d. h. unter geringen Spannungen allmählich sich ausbilden, ähnlich wie in einem weichausgeglühten Kupfer, in dem die Festigkeit der Korngrenzensubstanz nicht wesentlich größer wie die der Kupferkristallite sein dürfte. In einem feinkörnigen Eisen würde jedoch

[7]) Vergl. Schweizerische Bauzeitung, Zürich, **83** (1924), 157 u. 172.

[8]) C. Bach und R. Baumann, Festigkeiteigenschaften und Gefügebilder der Konstruktionmaterialien, Berlin.

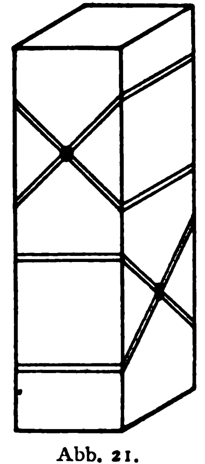
[9]) Über die mechanischen Eigenschaften und das Gefüge kritisch gereckten und geglühten Weicheisens. Mitteilungen aus dem Kais. Wilh.-Institut für Eisenforschung, Düsseldorf, **4** (1923), 31.

[10]) Kruppsche Monatshefte (1923), 77.

[11]) Kritische Wärmebehandlung nach kritischer Kaltformgebung von kohlenstoffarmem Eisen. Stahl und Eisen (1920), 1261.

wegen der vergrößerten Kornoberfläche eine feste Zwischensubstanz sich stark bemerkbar machen müssen. Hier werden in den an und für sich weichen, plastisch deformablen Ferritkristallen sich die Gleitebenen erst bilden können, nachdem das starre Gerippe (in den Flächen der größten Schubspannungen) nicht mehr den Kräften widerstehen kann, die es zu verzerren suchen.

5. Wie Leblond[12]) vor kurzem gezeigt hat, beginnen in gedrückten prismatischen Gußeisen- oder Stahlstäben, die man mit winzigen Einkerbungen versehen hat, die Bruchflächen an diesen und fallen meist schief zur Druckrichtung aus. Kleine kreisförmige Löcher in einem auf reinen, einachsigen Zug oder Druck beanspruchten Gebiet haben Störungen zur Folge, wie sie aus den Abb. 16 bis 20 und 7 bis 9 zu ersehen sind. In einem Eisenkörper bilden sich diejenigen Gleitebenen aus, welche sich in der Lochachse schneiden. Das eiserne Rechtkant, von dem zwei benachbarte Seitenflächen in den Abb. 7, 8, 9 wiedergegeben sind, wurde in zwei zueinander senkrechten Richtungen durchbohrt und in seiner Längsrichtung auf Druck beansprucht. Durch die beiden Löcher konnten jene Gleitebenen zur Entwicklung gebracht werden, die sich in der Lochachse schnitten, Abb. 21. Die Verwölbung der Seitenfläche eines in seiner Längsrichtung gedrückten, in der Mitte in seiner Querrichtung durchbohrten Prismas aus Paraffin vor Beginn des Sichtbarwerdens der Gleitflächen ist aus Abb. 16, die Gleitlinienzeichnung auf seiner Seitenfläche nach einer stärkeren Beanspruchung aus Abb. 17 zu ersehen. Die keilförmigen Gebiete C und D (Abb. 22, 23) werden durch die starr bleibenden keilförmigen Stabteile A und B zur Seite herausgepreßt. Die beiden Risse in der lotrechten Mittelebene am Loch, Abb. 17, sind an den Stellen, wo die größten Zugspannungen am Lochumfang auftreten wegen der geringen Zugfestigkeit des Materials entstanden. Das eine der oberflächlich sichtbar gewordenen Gleitliniensysteme besteht in der Nähe des Lochrandes anscheinend aus vier Strahlenbündeln. Die Abb. 18, 19, 24 beziehen sich auf die analoge Erscheinung an einem gedrückten (durchbohrten) Zylinder aus Paraffin, Abb. 19 ist die Seitenansicht des Zylinders Abb. 18, nachdem er um 90° um seine Achse gedreht wurde. Die beiden im Bilde weiß erscheinenden Gleitflächensysteme gruppieren sich ersichtlich um zwei Ebenen, die sich in der Lochachse schneiden und einen Winkel von annähernd 45° mit der Druckrichtung bilden. Die Oberfläche der beiden Keile links und rechts vom Loch ist auch hier aus der ursprünglichen Zylinderfläche herausgetreten, während die beiden andern Keile ihre Abmessungen anscheinend kaum verändert haben.


Abb. 21.

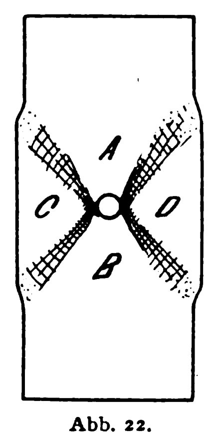
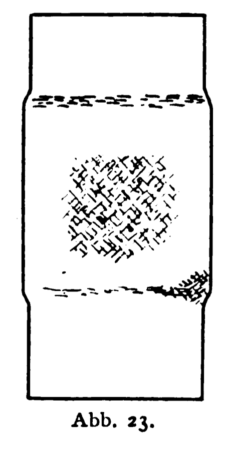
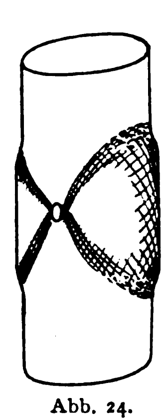


Abb. 22.


Abb. 23.


Abb. 24.

In einem auf reinen Schub beanspruchten Materiale, das unter einer unveränderlichen größten Schubspannung fließt, in dem sich eine kleine zylindrische Höhlung befindet, breiten sich die plastischen Formänderungen nur in zwei Schichten, aus, die bis in das Unendliche sich erstrecken.[13]) Während die Spannungen und die Dehnungen eines elastisch verzerrten Stoffes sich nur innerhalb eines Gebietes erhöhen, dessen Abmessungen von der Größenordnung des Bohrungsdurchmessers sind, werden durch eine kleine Bohrung im plastischen Bereiche der Formänderungen in einem auf Zug oder Druck beanspruchten Materiale, das unter einer unveränderlichen Spannung fließt, in den Ebenen der größten Schubspannung starke Schiebungen geweckt, die noch in großer Entfernung (im Idealfalle des unbegrenzten Körpers bis in das Unendliche) von der Bohrung auftreten. Durch das Fließen gleicht

[12]) La technique moderne, t. XV, (1923), 7.

[13]) Der Beginn des Fließvorganges in einem tordierten Stab. Z. f. a. Math. u. Mech. 3 (1923), 442.

sich wohl die Ungleichmäßigkeit in der Spannungsverteilung aus, aber der Versuch zeigt in Übereinstimmung mit der Überlegung, daß sich die Schiebungen in jenen Ebenen bis in große Entfernungen vom Loch verstärken, die im ungestörten Spannungszustand die Gleitebenen waren. Nach einigen freundlichen Mitteilungen, die ich Herrn von Kármàn verdanke und nach einigen Bemerkungen, die er kürzlich in einer Diskussion über die Fragen der bildsamen Formänderungen in einer Sitzung des Vereins deutscher Eisenhüttenleute in Hagen machte, hat er bereits vor längerer Zeit durch die Rechnung zeigen können, daß ein auf Zug oder auf Druck beanspruchter Körper, der in der erwähnten Art fließt und in dem sich ein zylindrischer Einschluß eines gegen seine Umgebung ein wenig weicheren Materiales befindet, nur in den Ebenen der größten Schubspannung (des ungestörten Spannnungszustandes) weitere plastische Formänderungen erleidet.

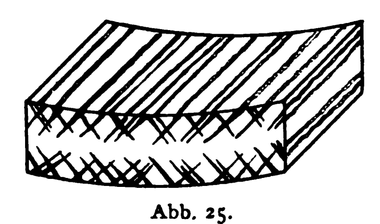


Abb. 25.

6. Biegung. A. Fry und B. Strauss[14]) haben auf den Schnittflächen von alten, lange im Gebrauch gewesenen flußeisernen Kesselblechen, die in der Abb. 25 wiedergegebenen Zeichnungen von Fließfiguren erhalten. Diese bildeten in der Biegungsebene der zylindrischen Schüsse (Abb. 25) Scharen von unter 45^0 zu den Schnittbegrenzungen

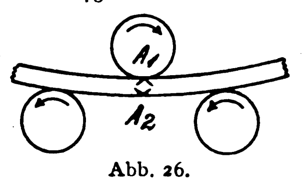


Abb. 26.

geneigter und gegen die neutrale Schicht sich zuspitzender Streifen. Auf den zylindrischen Oberflächen bestanden sie aus Bündeln von zu den Erzeugenden parallelen Linien. Die Entstehung eines so regelmäßigen Systems von Gleitflächen zur Biegungsebene senkrechter und zur neutralen Schicht unter 45^0 geneigter Ebenen ist ein Beweis dafür, daß beim Biegen der Bleche auf der Biegemaschine ein ebener Spannungszustand in den Blechtafeln geherrscht hat, dessen mittlere Hauptspannung die Richtung der Erzeugenden der zylindrischen Schale hatte und hängt des ferneren mit dem Umstand zusammen, daß während des Biegens die Stellen der größten Inanspruchnahme (A_1 und A_2 in Abb. 26), unter denen eine Gleitfläche nach der anderen sich bildete, im Blech wanderten. Die vortreffliche Übereinstimmung der beobachteten Spuren der Gleitflächen mit den Forderungen der Mohrschen Theorie für ihre Lage im verbogenen Blech verdient hervorgehoben zu werden.

Den Gleitlinienzeichnungen in einem breiten Blech sind in Abb. 27, die Fließfiguren gegenübergestellt, die ich auf der polierten Seitenfläche eines Stabes mit einem schmalen Rechteck (Breite 5,54 mm, Höhe 10,39 mm) als Querschnitt erhielt, dessen mittleres Stück auf einer Länge von 80 mm durch ein unveränderliches Moment hochkant auf Biegung beansprucht wurde. Sie entwickelten sich, als die plastische Zone bereits tief in das Innere des Stabes eingedrungen war. Daß sie aber im gleichförmig beanspruchten Stabteil nicht gleichmäßig verteilt auftraten, mag durch geringfügige Ungleichmäßigkeiten der Querschnittabmessungen verursacht worden sein. In der Folge bog sich der Stab an den Stellen, wo die Fließfiguren sich gebildet hatten, bedeutend stärker durch als an den übrigen Stellen (wo die Spannungen nur unwesentlich verschieden waren). Inmitten des gleichmäßig ausgebildeten plastischen Zustandes im verbogenen Stab entsteht ein zweiter Zustand in engen Bezirken; der auf viel stärkere Verschiebung des Materials an den Stellen schließen läßt, die durch die Fließfiguren angezeigt werden, während dessen die übrigen Stabteile die Bewegung nur als starre Körper mitmachen. Aus der Abb. 27 ist zu ersehen, daß die Gleitebenen, welche auch hier einen Winkel von 45^0 mit der Stabachse bildeten in einem verbogenen Stabe mit einem schmalen Rechteck als Querschnitt das Stabinnere nicht nur in den durch die 45gradigen Spuren der Abb. 25 angezeigten Richtungen durchquerten. Obwohl die mittlere Hauptspannung hier keine bevorzugte Richtung besitzt, scheinen jene Gleitebenenrichtungen immerhin vorgeherrscht zu haben, was vermutlich dem stärkeren Freiheitsgrad der Drehbewegung der starren Stabteile in der Biegungsebene um die Auflager schneiden gegenüber den anderen Verschiebungsmöglichkeiten bei beliebiger Orientierung der Gleitebenen zuzuschreiben ist.

7. Torsion. In den plastisch deformierten Gebieten eines durch zwei Kräftepaare auf Torsion beanspruchten weichen Eisenstabes fällt kurz nach der Überschreitung der Fließgrenze das eine System der Gleitflächen in die Querschnittsebene herein, während das andere in erster Näherung aus zur Stabachse parallelen Zylinderflächen besteht[15]), deren Spuren in der Querschnittsebene die Projektionen der Kurven stärksten Gefälles

[14]) a. a. O.

[15]) Zeitschrift f. a. Math. u. Methanik 3 (1924), 442.

einer über der Randkurve errichteten Böschungsfläche auf die Ebene sind. Drei verschieden stark über die Fließgrenze verdrehte Rundstäbe aus der gleichen Eisenstange (Durchmesser 18 mm) ergaben die Gleitlinienzeichnungen Abb. 28. Sie wurden nach ihrer Beanspruchung in schräger Richtung zu ihrer Achse durchgesägt und auf ihren Schnittflächen nach dem Verfahren von Fry geätzt. Die zur Stabachse parallelen Gleitflächen, die in einem Stab mit einem kreisförmigen Querschnitt ein Bündel von in der Achse sich kreuzenden Ebenen bilden, traten in ihren Schnittlinien mit der schiefen Ebene zutage. Vom andern System der Gleitflächen waren nur gelegentliche Spuren zu sehen. Der am schwächsten verdrehte Eisenstab (Querschnitt rechts unten in Abb. 28, Moment $M =$ 1760 kg/cm, spezifischer Verdrehungswinkel $\vartheta =$ 0,8°) weist bereits die Gleitebenen fast bis zur Mitte des Stabes auf. Der Querschnitt links unten in der Abb. 28 entstammt aus einem Stab für den $M = 1820$ kg/cm, $\vartheta = 2{,}2^0$ waren; im dritten Querschnitt ($M = 2320$ kg/cm, $\vartheta = 4{,}8^0$) ist der noch nicht plastisch deformierte Teil des Stabinnern nur mehr auf ein winziges, sternförmiges Gebiet zusammengeschrumpft. Das dunkle Viereck im Querschnitt (links unten in der Abb. 28) hängt mit der strukturellen Veränderung durch die plastische Formänderung nicht zusammen und ist eine Erscheinung an gewalzten Stäben die neuerdings von Gredt[16]) genau beschrieben worden ist.

Die Querschnitte Abb. 29 und 30 entstammen zwei Stangen mit quadratischem, die Schnitte Abb. 31 und 32 einem Stabe mit einem rechteckigen Querschnitt. Bei sämtlichen verdrehten Stäben konnte das eine System der Fließfiguren nach ihrer Ätzung auch auf ihrer Oberfläche in dunklen Streifen verfolgt werden, die, wie es die Theorie verlangt, parallel den Erzeugenden verliefen. Das Abspringen des Zunders eines ausgeglühten Eisenstabes bei seiner plastischen Verdrehung entblößt auf der Staboberfläche übrigens blanke Streifen, die mit den Fließfiguren identisch sind.

8. Druckversuche mit Paraffinkörpern. a) Zylinder. Auf der Oberfläche von gedrückten Zylindern aus Paraffin entwickelt sich nach Erreichung der Höchstlast in einer mehr oder weniger gleichmäßigen Weise eine feine Zeichnung, die aus sich kreuzenden Systemen von Schraubenlinien besteht. Diese bilden mit den Erzeugenden einen Winkel der nicht viel verschieden von 45° (gewöhnlich ein wenig kleiner als 45°) ist. In diesem System von Linien verstärken sich dann im Laufe des Versuches einzelne oder Gruppen von Linien, bis der Bruch unter der allmählich weiter abfallenden Kraft erfolgt. Die netzartige Zeichnung, die auch auf einigen Körpern aus gesteinartigem Material der oben erwähnten Druckversuchsreihen von Kármán, Prandtl und Rinne sich wiederfand, läßt darauf schließen, daß in den äußeren Teilen der Zylinder sich allmählich ein achsensymmetrischer Formänderungszustand herausgebildet hat. Die Ansichten einiger verschieden hoher Zylinder gleichen Durchmessers (Abb. 33, 34, 36, 37 und ferner 39, 40) lassen die Art dieser Zeichnungen erkennen. Sie entwickelten sich auf dem Umfang um so regelmäßiger, je niedriger die Zylinder waren. In Abb. 35 sind die Längsschnitte der drei Zylinder der Abb. 34

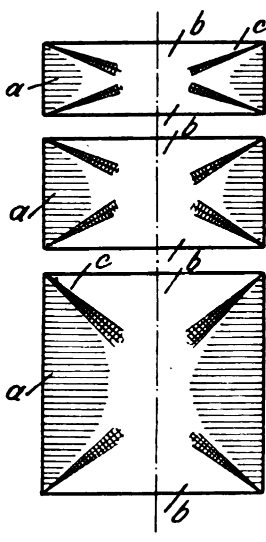


Abb. 40, 41, 42.

zu sehen. Eine genauere Betrachtung solcher Schnittflächen lehrt, daß der Grad, in dem das Material im Innern der Körper zerstört wurde (je stärker das Material zerstört worden ist, um so heller erscheint es in der Ansicht der Schnitte und in den Lichtbildern[17]), durchaus in gesetzmäßiger Weise sich im Innern ändert. An den Druckplatten (die Paraffinkörper wurden zur Erzeugung eines stärkeren Haftens zwischen Eisenscheiben des gleichen Durchmessers gedrückt, die mit einer absichtlich sehr rauh abgedrehten Fläche versehen waren) bleibt ein abgestumpfter Kegel haften, dessen Zurückbleiben gegen das sich deformierende Material bei der weiteren Fortsetzung des Druckversuches zur bekannten kegeligen Brucherscheinung geführt hätte, und der beispielsweise in der Abb. 38 an der dunkleren Färbung erkennbar ist. In den Schnittflächen erscheinen die zerdrückten

[16]) Über die Materialverschiebung beim Walzen. „Stahl und Eisen" (47) 43 (1923), 1443.

[17]) Die strahlenförmigen Reflexe an den feinen Rillen (in Abb. 35), die vom Abdrehen der Körper auf der Drehbank herstammen, sind von den Zerstörungserscheinungen in den Lichtbildern wohl zu unterscheiden.

Gebiete bei *a* (Abb. 40, 41, 42)[18]) weiß und schwarz marmoriert mit einer zur Druckrichtung senkrechten Struktur. Die marmorierte Fläche setzt sich ziemlich tief in dem mittleren Teil des Probekörpers fort, wenn zwei Kegel gleichmäßig in der Ausbildung begriffen sind, was gewöhnlich nur bei den niedrigen Körpern der Fall ist. Von den Rändern der Druckkreise nehmen schließlich strahlige Zerstörungsgebiete (*c* in Abb. 40—42) ihren Anfang, in denen beide Gleitliniensysteme oft sehr deutlich zu erkennen sind. (Vergl. z. B. den Schnitt durch einen stärker zerstörten Zylinder Abb. 38.) Die Marmorzeichnung im Längsschnitt entsteht aus den Schnittkurven dieser Ebene mit einem schraubenflächenförmigen Gleitflächensystem. Dieses verliert sich nach dem Innern zu. Längs der Zylinderachse sind keine Gleitlinien erkennbar, was ja auch die Symmetrie verlangt.

Wie die, zum Vergleich hier mit aufgenommene Ansicht eines Zylinders aus Marmor zeigt (Abb. 39), verlaufen die schraubenflächenförmigen Gleitflächen in diesen bedeutend steiler als in den Paraffinkörpern. — Der Winkel, unter dem die Strahlenbildung in den Längsschnitten beginnt, hängt beim gleichen Material von der Reibung der Druckplatten und von der Höhe der Zylinder ab. Bei gleicher Beschaffenheit der Platten ergaben sich bei drei Zylindern für den Winkel der Erzeugenden des Kegels mit der Basis die Werte:

Höhe zum Durchmesser $h:d = 1 \quad 36^0$
$= 0{,}5 \quad 25^0$
$= 0{,}33 \quad 21^0$.

Einige der niedrigeren Zylinder zeigten auf ihrem Mantel außer den schraubenlinienförmigen Gleitfiguren gelegentlich auch zahlreiche parallel zur Druckrichtung verlaufende Zugrisse, die bei weiterer Belastung zu klaffen begannen und bei genauerem Zusehen häufig als nach den Schraubenlinien gezackte Linien sich erwiesen. Unter den verschiedenen Grenzzuständen, deren algebraisch größte Hauptspannung eine Zugspannung ist und die Anlaß zu den senkrecht zur größten Zugspannung verlaufenden Trennungsbrüchen geben, muß es in der Mohrschen Darstellung einen größten Hauptkreis geben, der einerseits noch einen Trennungsbruch liefert und der gleichzeitig bereits die Mohrsche Umhüllende der mit einer Gleitflächenbildung oder einem Verschiebungsbruch verbundenen Grenzspannungszustande berührt. Derselbe wurde in der Abb. 43 durch den stark ausgezogenen Kreis hervorgehoben. Darf man in erster Näherung annehmen, daß alle Grenzzustände, die einen Trennungsbruch ergeben, durch denselben Wert der größten Zughauptspannung charakterisiert sind, so müssen alle ihre Hauptkreise innerhalb des stark ausgezogenen Kreises der Abb. 43 liegen und diesen berühren. Solche Hauptkreise (die einen Trennungsbruch liefern) sind in der Abb. 43 durch unterbrochene Linien dargestellt. Die anderen Hauptkreise berühren die Umhüllende oder die Grenzkurve, die also ersichtlich nur bis zum stark ausgezogenen Kreis sich erstrecken kann. Die eben erwähnte Beobachtung des gleichzeitigen Auftretens von Zugrissen (die bei den gedrücken Zylindern

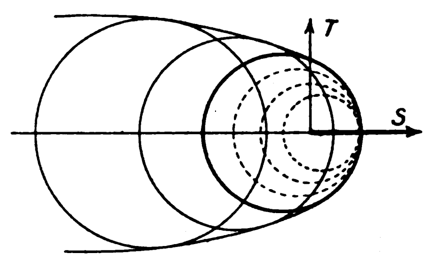


Abb. 43.

wegen der in der Richtung des Umfanges wirkenden Zugspannungen entstehen) und von Gleitlinien, die einen Winkel von etwa 45^0 mit den Erzeugenden bilden, dürfte sich vielleicht erklären lassen, wenn man annimmt, daß die äußeren Teile des Mantels des gedrückten Zylinders sich gerade unter dem Spannungszustand des stark ausgezogenen Kreises der Abb. 43 befunden haben.

Die Geschwindigkeit, mit der sich die Belastung ändert und die Temperatur, bei der der Versuch gemacht wird, sind von großem Einfluß auf die Art der Gleitflächenbildung. Nach einer bis zu ihrem Höchstwert verhältnismäßig langsam sich vergrößernden Kraft wird das Material, von gewissen Gleitflächen aus beginnend, hauptsächlich in deren Umgebung zerstört (lokale Schwächung). Es entsteht ein Gleitlinienbild, wie in den Abb. 33, 34. Wenn die Belastungsgeschwindigkeit unter gleichzeitiger Erhöhung der Kraft hingegen gesteigert wird, erscheinen die Gleitlinien viel dichter und feiner (vergl. die Seitenansicht des rasch belasteten kegelförmigen Körpers in Abb. 58). Von diesem Mittel wurde zur Erzeugung einer gleichmäßigen Gleitlinienzeichnung mit Erfolg des öfteren Gebrauch gemacht. Wird die Belastungsgeschwindigkeit noch weiter vergrößert bis die plastischen Formänderungen keine Zeit mehr haben, sich auszubilden, so ändern sich die Verhältnisse wieder und es treten die von schlagartigen Belastungen her bekannten Brucherscheinungen ein.

An einigen Ringen, die in axialer Richtung zwischen (glatten) Eisenplatten gedrückt wurden, ließen sich die durch Abb. 44 bis 54 verständ-

[18]) Die in den Skizzen freigelassenen Flächen (mit Ausnahme der Bruchkegel *b*) bedeuten ebenfalls Gebiete mit verändertem und aufgelockertem Gefüge, in denen aber keine Struktur zu erkennen war (vergl. Abb. 38).

lichen Vorgänge beobachten. Während in dem dünnen Ringe (Abb. 44, 45, 48, 51) der Mantel unter der Pressung der beiden Kegel aufgeweitet wurde, erscheint die Formänderung des doppelt so dicken (Abb. 46, 47, 49, 50) aber gleich

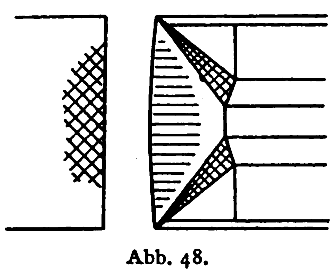


Abb. 48.

hohen Ringes, in dem sich die beiden, im Querschnitt strahlenförmig erscheinenden Gleitliniensysteme schnitten, wesentlich verwickelter; hier bildete sich an der inneren Seite des Ringes in

Abb. 49.

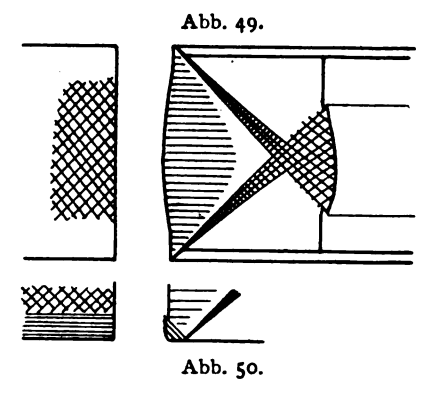


Abb. 50.

der Mitte der Höhe ein ringförmiger Wulst aus. Die wenigen Versuche dürften den Einfluß der Form der Versuchskörper auf den Verlauf der Druckvorgänge in niedrigen Körpern zur

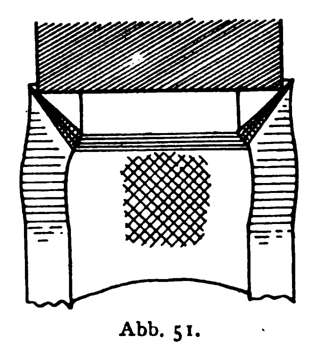


Abb. 51.

Genüge hervortreten lassen. (Vergl. hierzu auch die Gleitlinienzeichnungen der Prismen.)

Die Abb. 52 gibt den Schnitt eines in der Mitte seiner Höhe stark eingedrehten, axial belasteten Zylinders wieder. Die Abb. 53 bis 55 beziehen sich auf parallel zur Druckrichtung geteilte Zylinder. Je zwei solcher Halbzylinder gleicher Höhe wurden eng beieinanderstehend einer Druckbelastung unterworfen. Die in den Abb. 53 bis 55 wiedergegebenen Ansichten der Teilungsebenen zeigen ein von den Längsschnitten Abb. 35, 38 verschiedenes Bild; die frühere wagerecht marmorierte Schnittzeichnung der Schraubenflächen fehlt hier gänzlich, entsprechend der durch die Teilebenen entstandenen jetzt passiven Körperecken. Ein Beispiel einer feinen Gleitlinienzeichnung, die auf den Lichtbildern nicht mehr wiederzugeben war, zeigt die Handskizze 56 für einen niedrigen, vor dem Versuch in der Mitte längsgeteilten Zylinder. Die auffällige Ähnlichkeit dieses Gleitliniensystems mit den von Prandtl angegebenen

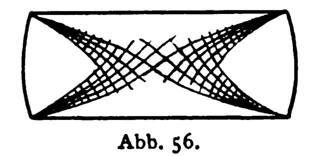


Abb. 56.

Kurven im ebenen Druckproblem [vergl. die Abb. 4, S. 405 des Prandtlschen Vortragsberichtes in der Zeitschrift für angewandte Math. u. Mech. 3 (1923) und die Abb. 70 (ebenes Problem) und Abb. 81 (Prismen)] verdient erwähnt zu werden.

9. b) Kegel. Auf dem Mantel eines stumpfen Kegels (Abb. 57, 58) mit einem schwachen Anzug, der in seiner Achsenrichtung gedrückt wurde, erschien die von den Zylindern bekannte feine Zeichnung der Schraubenlinien wieder. Mit zunehmendem Öffnungswinkel des Kegels tritt die geringe Zugfestigkeit des Paraffins störend in die Erscheinung; die durch die Ringspannungen auf Zug beanspruchten Mäntel platzen in der Nähe der Druckfläche auf. Doch sind die Spiralen bei den Kegeln mit den Öffnungswinkeln von 30° (Abb. 59—61) und von 60° (Abb. 64, 65) noch sehr deutlich ausgeprägt, sie ließen sich an einem Kegel mit dem Winkel von 90° noch als ganz feine (auf der Abb. 66 wohl kaum mehr sichtbare) Linien auf einem Kranze verfolgen und konnten in gelegentlichen Spuren sogar ringsum den Eindruck eines zylindrischen Stempels auf der ebenen Fläche, die dem Öffnungswinkel des Kegels von 180° entspricht, noch erkannt werden. Über die Zerstörungserscheinungen im Innern der Versuchskörper geben die Profilschnitte Abb. 57, ferner für den Kegel von 30° Öffnungswinkel Abb. 62 und 63 einigen Aufschluß.

10. c) Das ebene Problem. Prismen, deren Querschnitte senkrecht zur Druckrichtung längliche Rechtecke waren und die zwischen reibenden Platten gedrückt wurden, ergaben in ihrem mittleren Schnitt *EE* (Abb. 67) die in den Lichtbildern 68 bis 71 wiedergegebenen Zeichnungen. Die Prismen wurden schon vor dem Versuch in der Mittelebene *EE* durchgeschnitten und die beiden Stücke

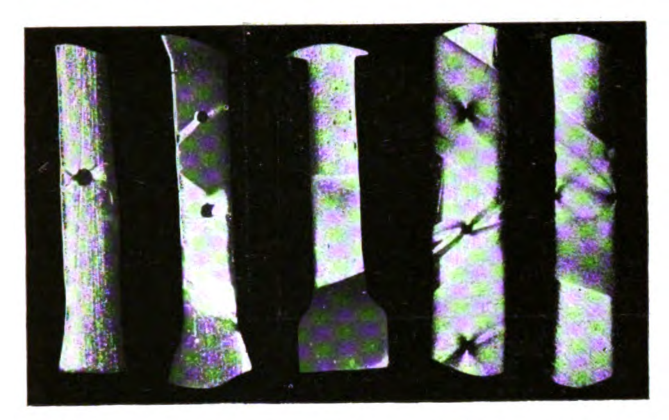
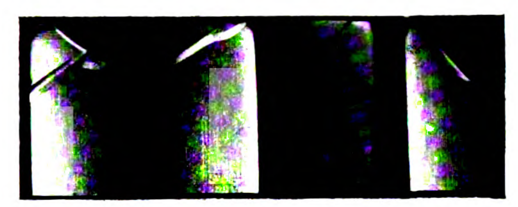
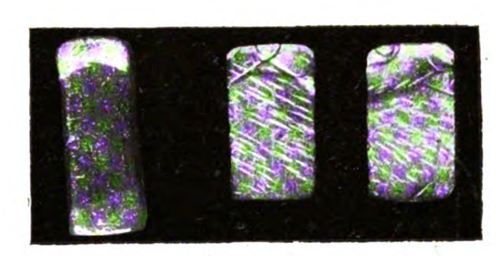
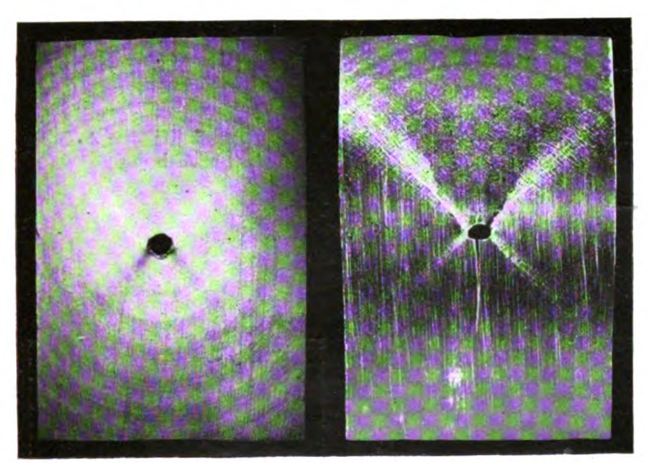

Abb. 2. Abb. 3. Abb. 4. Abb. 5. Abb. 6.
Fließfiguren auf gelochten und gekerbten Zugstäben aus Eisen.


Abb. 7. Abb. 8. Abb. 9.
Fließfiguren auf zwei Seitenflächen eines mit zwei kleinen Löchern versehenen, in seiner Längsrichtung gedrückten Eisenprismas.


Abb. 10. Fließfiguren auf den vier Seitenflächen eines gedrückten Eisenprismas.


Abb. 11. Abb. 12. Abb. 13.


Abb. 16. Abb. 17.
Verwölbung der Oberfläche und Gleitlinien in der Umgebung eines Loches. Das Material (Paraffin) wurde in der Lotrechten auf Druck beansprucht.

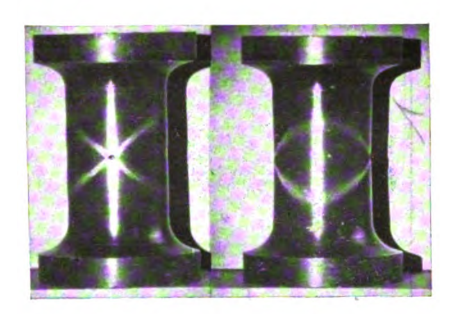
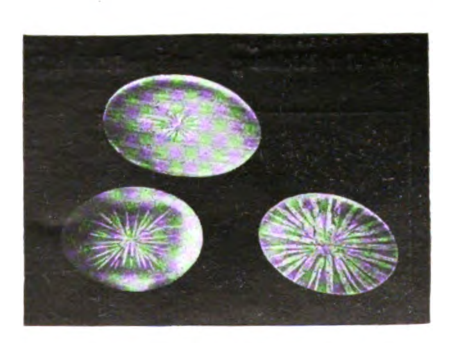

Abb. 18. Abb. 19.
In axialer Richtung gedrückter Zylinder aus Paraffin mit einem kleinen Loch.


Abb. 20.
Wirkung eines zufälligen Bläschens in der Oberflächenschicht eines gedrückten Paraffinprismas.


Abb. 27.


Abb. 28.
Fließstruktur verdrehter Eisenstäbe. Ätzung nach A. Fry.

Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig. **A. Nádai.**



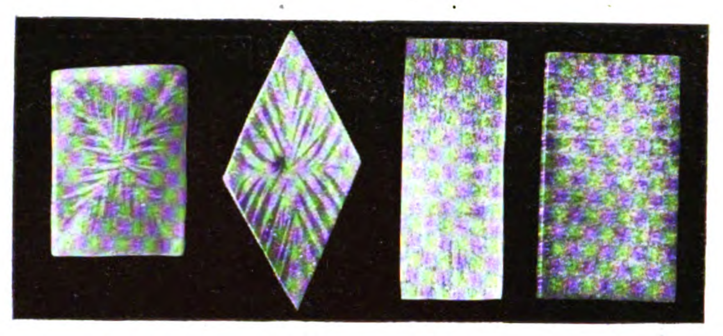


Abb. 29. Abb. 30. Abb. 31. Abb. 32.
Fließstruktur verdrehter Eisenstäbe. Ätzung nach A. Fry.

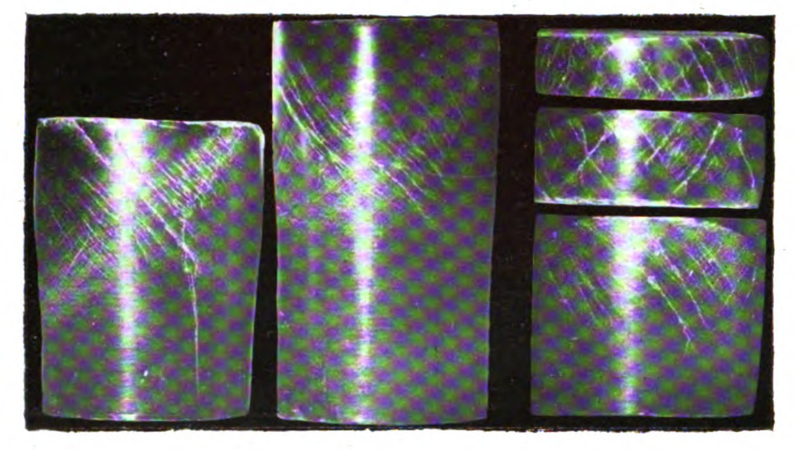


Abb. 33. Abb. 34.
Langsam gedrückte Paraffinzylinder. Die Gleitlinien bilden Netze von Schraubenlinien.

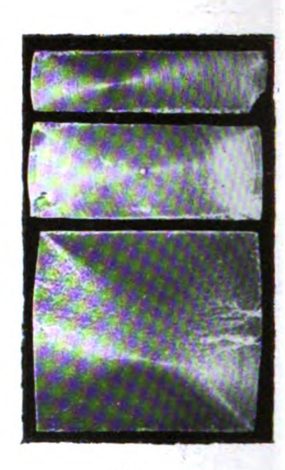


Abb. 35.
Längsschnitte der Zylinder Abb. 34.

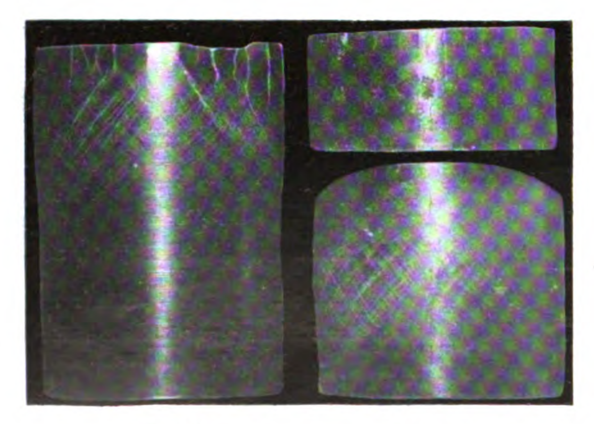


Abb. 36. Abb. 37.
In axialer Richtung schnell gedrückte Paraffinhohlzylinder.

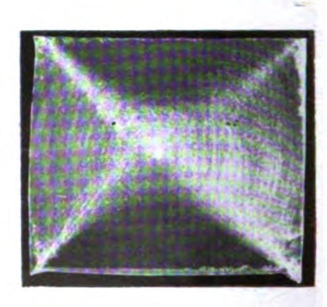


Abb. 38.
Längsschnitt durch einen Zylinder aus Paraffin nach schneller Belastung.

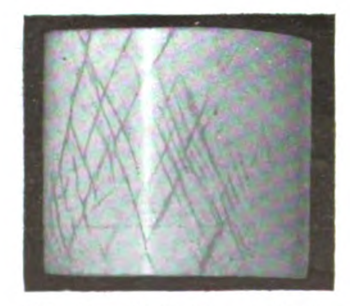


Abb. 39. Gleitlinien auf Marmor.

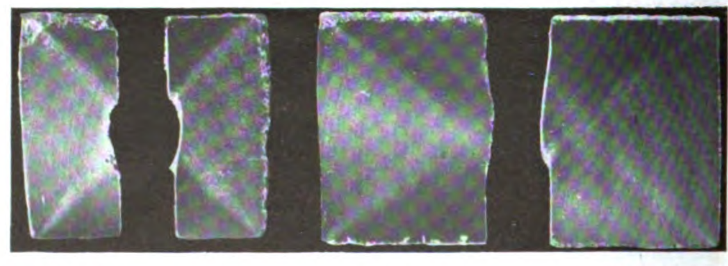


Abb. 44. Abb. 45. Abb. 46. Abb. 47.
Querschnitte von niedrigen Ringen nach ihrer axialen Belastung.

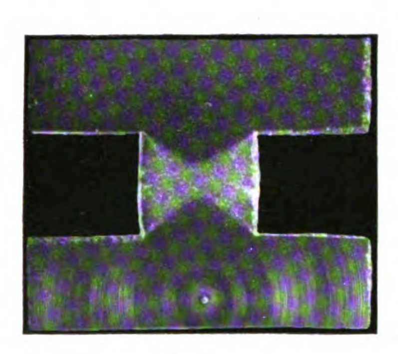


Abb. 52.
Stark eingedrehter Zylinder nach Druckbelastung.



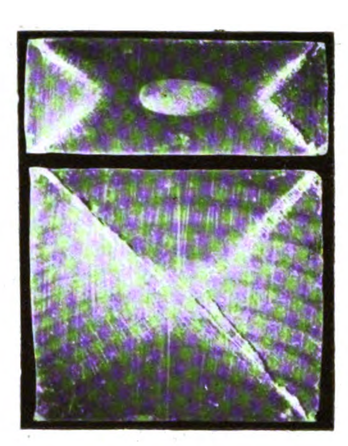


Abb. 53. Abb. 54.
Ansichten längsgeteilter Zylinder nach Druckbelastung.

Abb. 55.
Ansicht eines längsgeteilten Zylinders nach Druckbelastung.

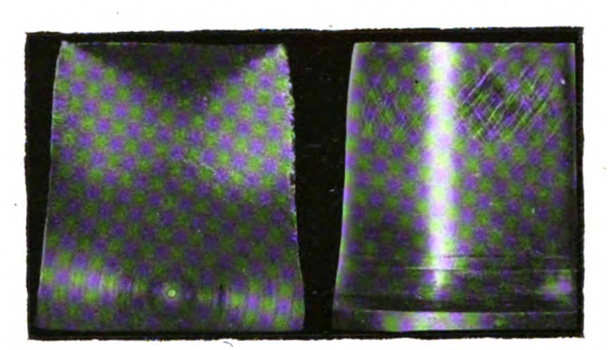


Abb. 57. Abb. 58.
Längsschnitt und Ansicht eines rasch belasteten Kegelstumpfes.

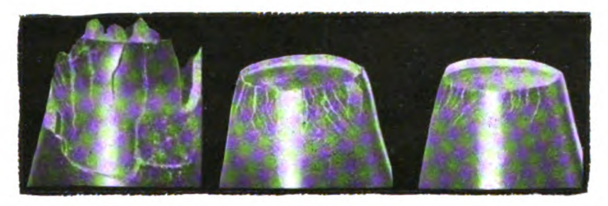


Abb. 59. Abb. 60. Abb. 61.
Drei verschieden stark belastete Kegelstumpfe (30°).

Längsschnitte der Stumpfe Abb. 62 und 63 (30°).
Abb. 62. Abb. 63.

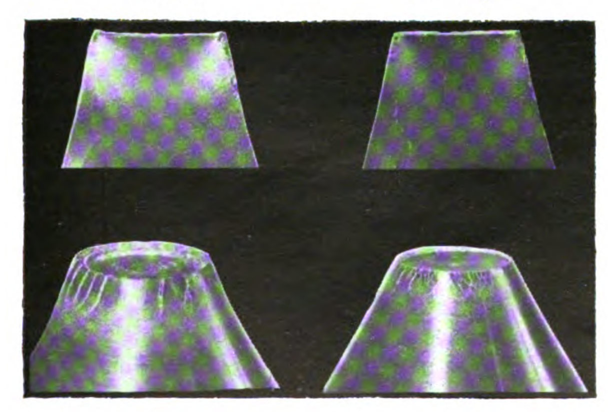


Abb. 64. Abb. 65.
Zwei verschieden stark beanspruchte Kegelstumpfe (60°).

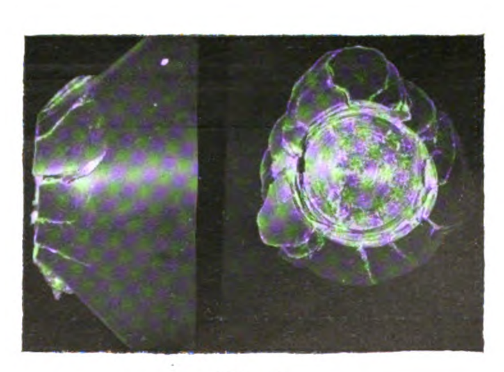
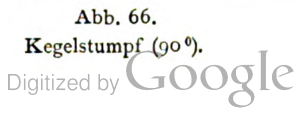


Abb. 66.
Kegelstumpf (90°).

Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig. **A. Nádai.**



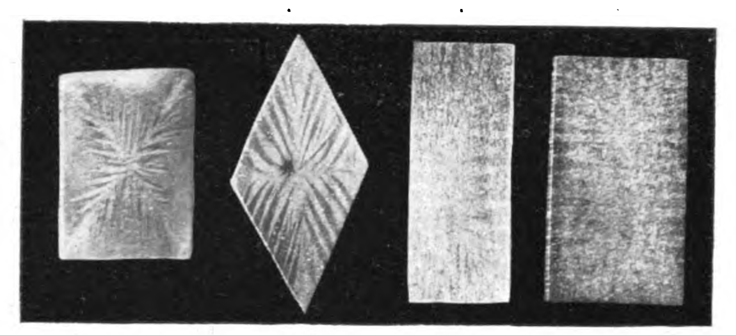


Abb. 29. Abb. 30. Abb. 31. Abb. 32.
Fließstruktur verdrehter Eisenstäbe. Ätzung nach A. Fry.

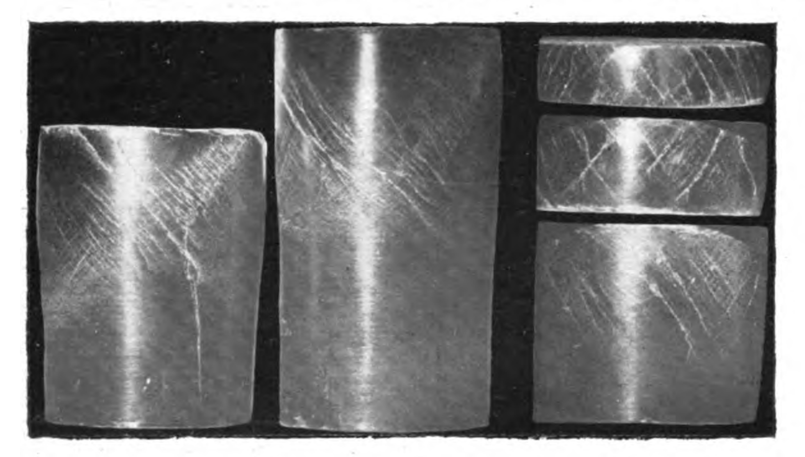


Abb. 33. Abb. 34.
Langsam gedrückte Paraffinzylinder. Die Gleitlinien bilden Netze von Schraubenlinien.

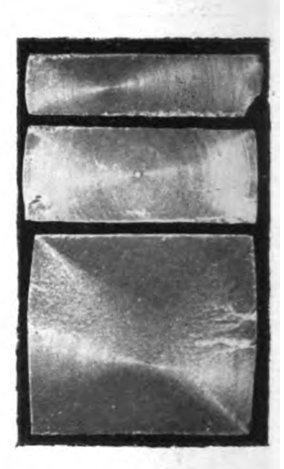


Abb. 35.
Längsschnitte der Zylinder Abb. 34.

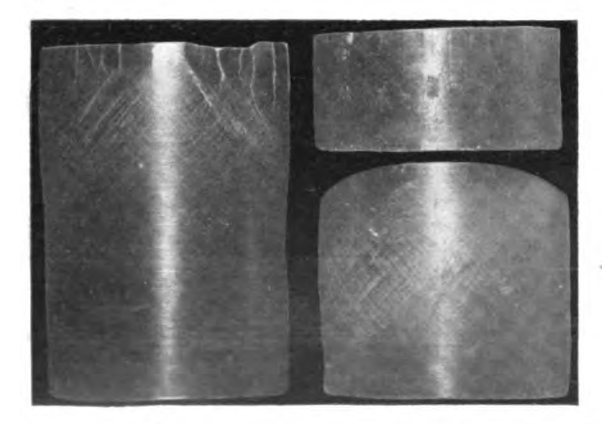


Abb. 36. Abb. 37.
In axialer Richtung schnell gedrückte Paraffinhohlzylinder.

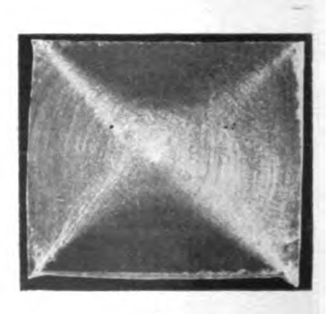


Abb. 38.
Längsschnitt durch einen Zylinder aus Paraffin nach schneller Belastung.

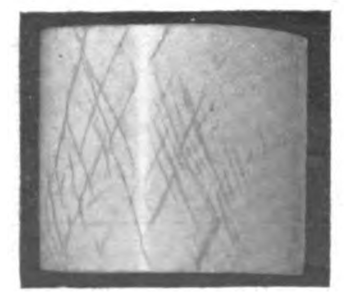


Abb. 39. Gleitlinien auf Marmor.

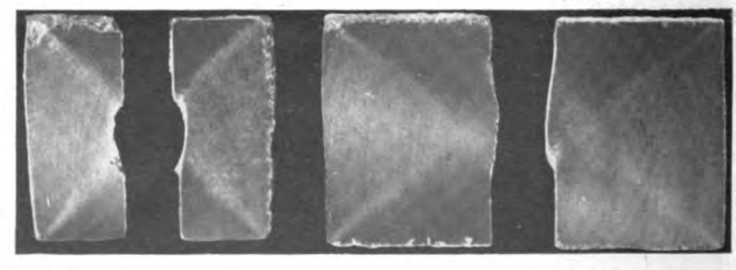


Abb. 44. Abb. 45. Abb. 46. Abb. 47.
Querschnitte von niedrigen Ringen nach ihrer axialen Belastung.

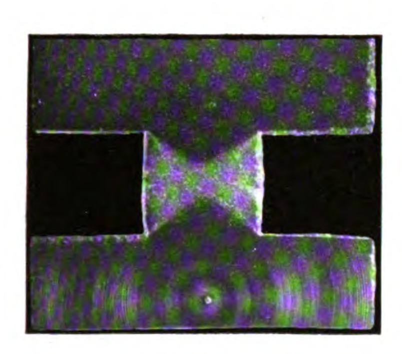


Abb. 52.
Stark eingedrehter Zylinder nach Druckbelastung.

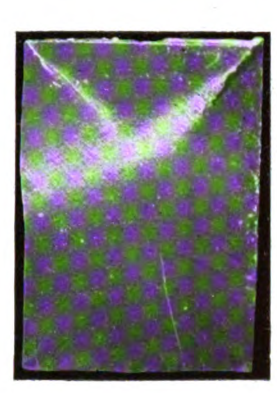


Abb. 53. Abb. 54.
Ansichten längsgeteilter Zylinder nach Druckbelastung.

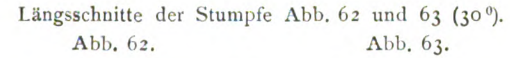
Abb. 55.
Ansicht eines längsgeteilten Zylinders nach Druckbelastung.



Abb. 57. Abb. 58.
Längsschnitt und Ansicht eines rasch belasteten Kegelstumpfes.



Abb. 59. Abb. 60. Abb. 61.
Drei verschieden stark belastete Kegelstumpfe (30°).



Längsschnitte der Stumpfe Abb. 62 und 63 (30°).
Abb. 62. Abb. 63.

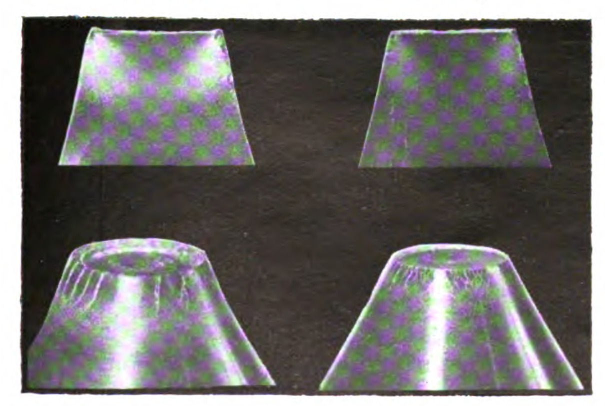


Abb. 64. Abb. 65.
Zwei verschieden stark beanspruchte Kegelstumpfe (60°).

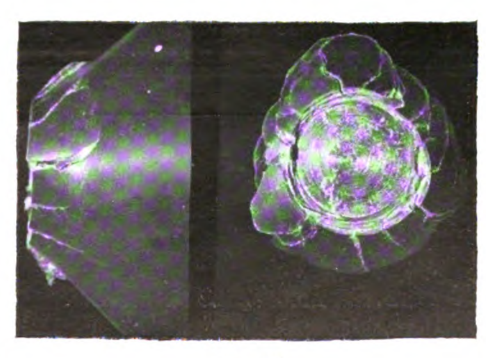


Abb. 66.
Kegelstumpf (90°).

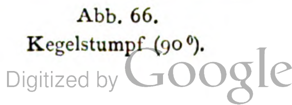




Abb. 68.

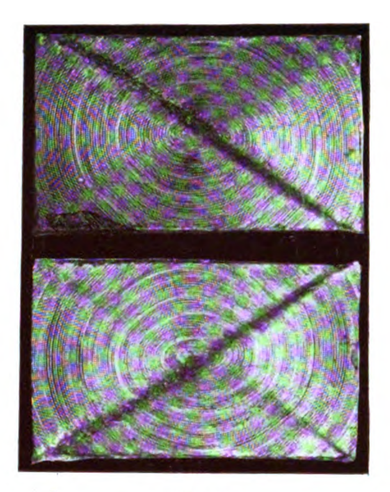


Abb. 69.

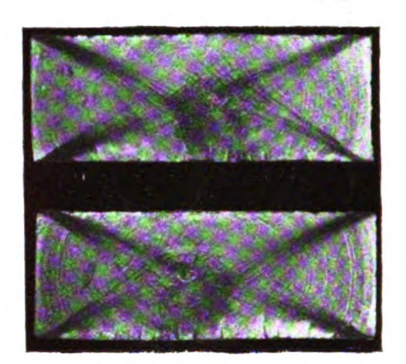


Abb. 70.

Ebene Druckversuche.

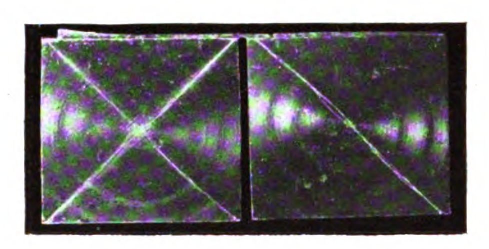


Abb. 71.
Links: mit einer Zwischenlage von Schmirgelpapier.
Rechts: zwischen glatten Eisenplatten.
Ebene Druckversuche.

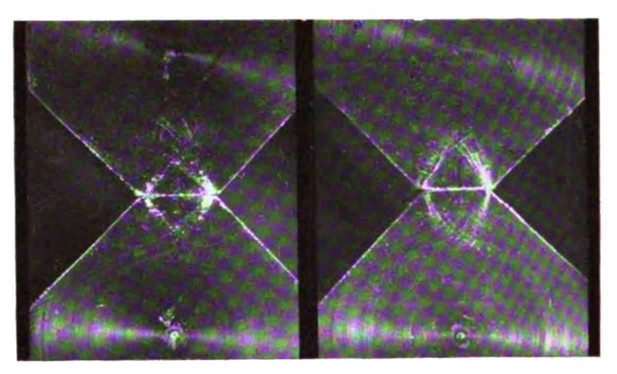


Abb. 74. Druckversuche: Ebenes Problem.

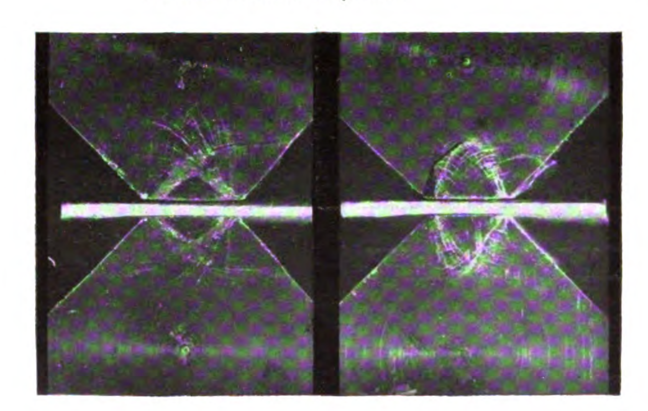


Abb. 75.
Links: die Spuren der Gleitflächen im Mittelschnitt.
Rechts: auf den Seitenflächen einer stumpfen prismat. Schneide.

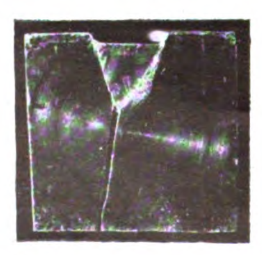


Abb. 76.

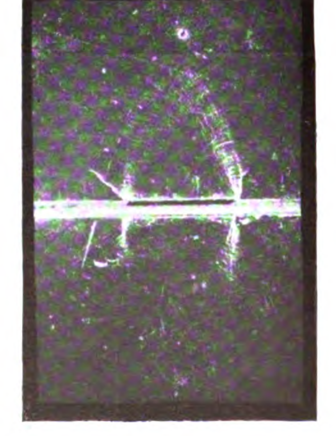
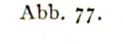


Abb. 77.

Eindrücke prismatischer Stempel.
Druckversuche: Ebenes Problem.



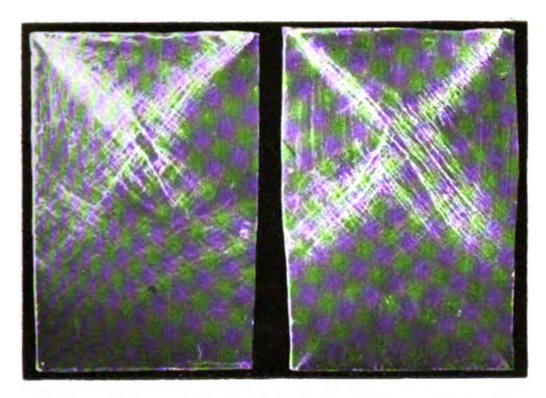


Abb. 78.

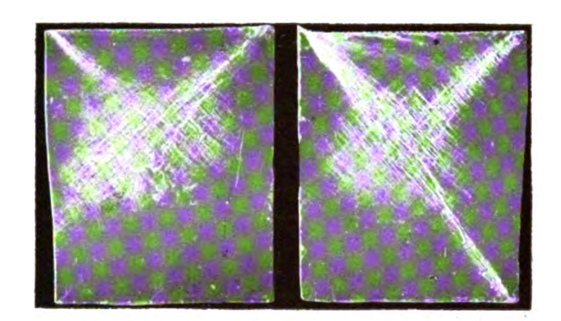


Abb. 79.

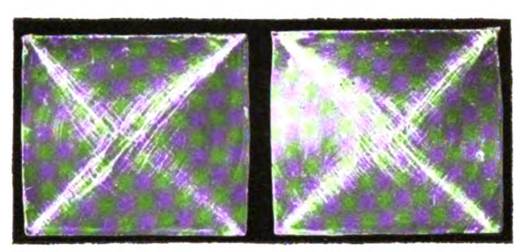


Abb. 80.

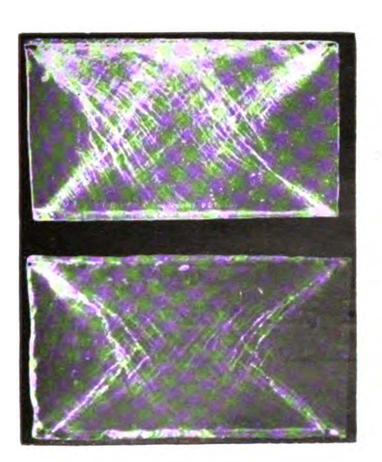


Abb. 81.

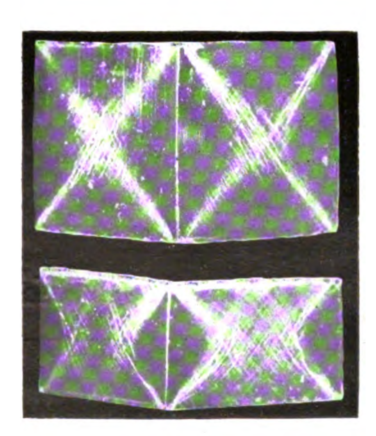


Abb. 82.

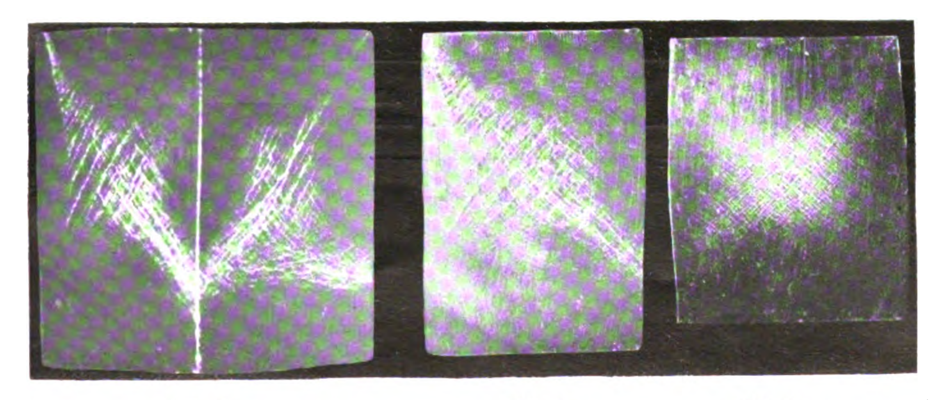


Abb. 84. Abb. 85. Abb. 86.

Druckversuche mit Prismen.



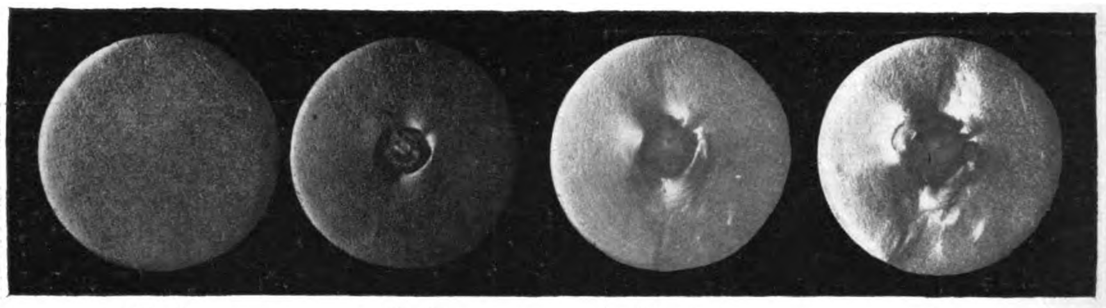


Abb. 87. Abb. 88. Abb. 89. Abb. 90.

Abb. 87: die undeformierte Fläche.
Abb. 88: Eindruck unter einer mittleren Druckspannung von $\sigma = 1570$ kg/cm².
Abb. 89: $\sigma = 3140$ kg/cm². Verwölbung wegen Rißbildung unsymmetrisch. Die Zeichnung der Rillen vom Abdrehen der Fläche entwickelt sich wieder. (Verfestigungseffekt.)
Abb. 90: $\sigma = 4700$ kg/cm².

Eindruck eines zylindrischen Stempels in gegossenes Zink.

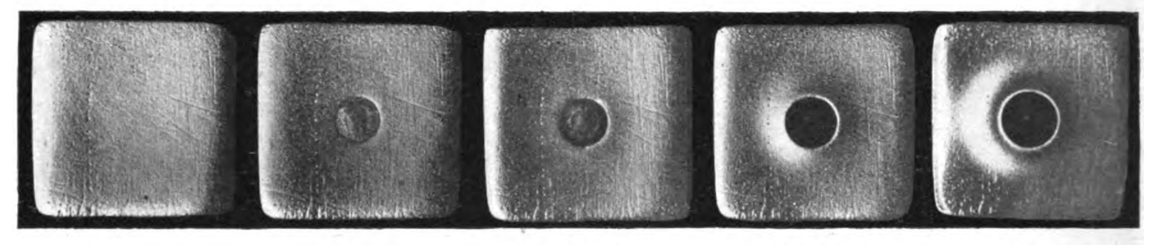


Abb. 91. Abb. 92. $\sigma = 2800$ kg/cm². Abb. 93. $\sigma = 4700$ kg/cm². Abb. 94. $\sigma = 6300$ kg/cm². Abb. 95. $\sigma = 7800$ kg/cm².

Abb. 91 bis 95. Eindruck eines zylindrischen Stempels in hartes Kupfer. (Wulstbildung.)

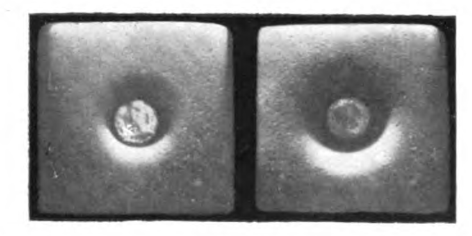


Abb. 96. $\sigma = 1570$ kg/cm². Abb. 97. $\sigma = 2800$ kg/cm².
Eindruck eines zylindrischen Stempels in weich-ausgeglühtes Kupfer. (Trichterbildung.)

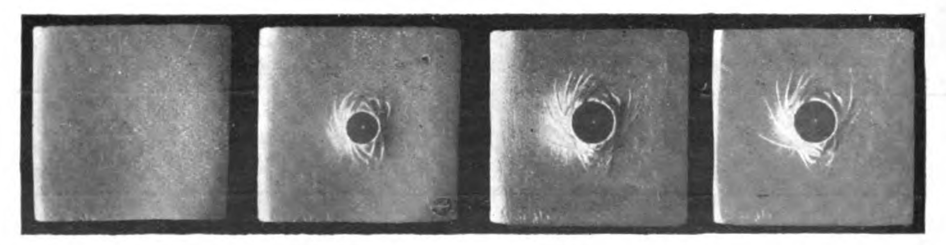


Abb. 98. Abb. 99. Abb. 100. Abb. 101.
Eindruck einer Kugel auf weiches Eisen.

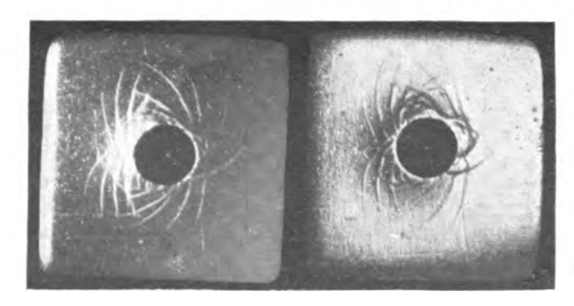


Abb. 102. Abb. 103.
Eindruck eines zylindrischen Stempels auf weiches Eisen.

während desselben jeweils durch eine Klemmvorrichtung in der Richtung der Längsachse unter leichtem Druck gehalten. Auf diese Weise war es mit einfachen Mitteln möglich, die Formänderung nach dem Auseinandernehmen an der Verzerrung der Rillen des Drehstahls, mit dem die Schnittflächen auf einer Drehbank abgedreht wurden, wiederzuerkennen, lange bevor die Gleitlinien in der Mittelebene auch der unmittelbaren Beobachtung zugänglich wurden. Die Versuchskörper, deren Mittelschnitte in den Abb. 68—71 zu sehen sind, hatten annähernd gleiche Breiten

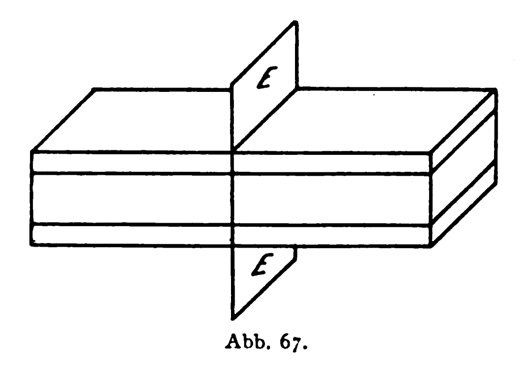


Abb. 67.

(33—35 mm) und Längen (125 mm). Das Verhältnis der Höhe zur Breite betrug 1,5, 1, 0,7 und 0,5.

Wenn die Deformation genügend weit fortgeschritten ist und sich symmetrisch ausgebildet hat, was bei den niedrigen Körpern meist der Fall ist und bei den höheren wohl nur unter genauerer Beachtung der Nebenumstände im Versuch zu erreichen sein wird, strahlen von allen Druckkanten Gleitflächensysteme aus, die sich in den mittleren Teilen der Körper in der von Prandtl[19]) angegebenen Art kreuzen. Die Kreise im Querschnitt verzerren sich nach Kurven, wie sie in der Abb. 72 zu sehen sind. In dem von jeder

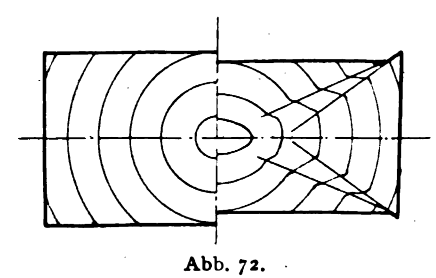


Abb. 72.

Ecke (im Querschnitt) ausstrahlenden Sektor erleidet das Material sehr starke Schiebungen, während die anderen Teile anfänglich nur wie starre Körper sich verschieben. Die bekannte Erklärung der Bildung der doppelten Bruchkegel und -Pyramiden in spröden Körpern im Druckversuch von Otto Mohr[20]) kann in Anbetracht des singulären Verhaltens des Spannungszustandes an den Druckkanten (infolge der kombinierten Wirkung der Druck- und der Reibungsspannungen) nicht mehr aufrecht erhalten werden. Der Spannungszustand ist an den Kanten nicht homogen, und die übliche Erklärung, wonach die Schubspannungen in einer ausspringenden Ecke von 90° in beiden Schnittrichtungen verschwinden müssen, wenn sie in der einen gleich Null sind, trifft hier ebenso wenig zu. Die Druckkanten sind bei merklicher Reibungswirkung in den Druckflächen und wegen des stärkeren Haftens der Spitze des Strahles zerstörten Materiales an den Druckplatten singuläre Linien eines strahligen Spannungsfeldes. Seine mittlere Neigung gegen die Druckrichtung und sein Öffnungswinkel hängen

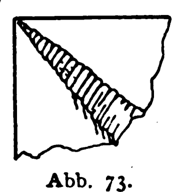


Abb. 73.

von Umständen ab, die noch der Klärung bedürfen.[21]) Von dieser Tatsache wird auch die

[19]) a. a. O.

[20]) Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure 54 (1900), 1574.

[21]) Nach einigen Beobachtungen an den Paraffinkörpern scheinen die Grenzen des strahligen Feldes zerstörten Materiales des öfteren mit stufenförmigen Linien zusammenzufallen, wie sie die Abb. 73 anzudeuten versucht. Wenn das zur Strahlrichtung quer gerichtete Gleitflächensystem sich in stärkerem Maße als das andere ausgebildet hat, wird ein kleiner Ruck des einen angrenzenden Körperteiles gegen den andern hinreichen, damit die Enden der Lamellen brechen und zwei in der betreffenden Druckkante sich schneidende Bruchflächen entstehen. — Es scheint überhaupt, daß die vielfältigen noch wenig erforschten Bruchformen, der Körper in ihrem spröden Zustand auf Erscheinungen ähnlicher Art, nämlich der gleichzeitigen Schwächung des Körperzusammenhanges durch diejenigen Gleitflächen zurückzuführen sein werden, die unter den geringsten Werten der Gesamtbelastung sich bereits ausbilden können. So nahm der Bruch in einigen Zylindern unter einer Druckbeanspruchung seinen Ausgang des öfteren aus einer rechts- und einer linksgängigen Schraubenfläche und aus dem einen Kegel oder auch aus den beiden Kegeln der Druckflächen. Es gibt eine, von der Richtung der im mittleren vollplastischen Teile wirkenden größten Schubspannungen nicht sehr verschiedene Ebene, die die gemeinsame Schmiegungsebene von zwei gegenüberliegenden Schraubenflächen des rechts- und des linksgängigen Systems ist und die ferner in der Nähe des einen strahligen Zerstörungsgebietes (oder auch beider bei entsprechender Zylinderhöhe) vorbeigeht. Wenn die Querhäupter der Festigkeitsmaschine eine kleine Bewegung längs einer solchen Ebene begünstigen, wird sie zur Fläche eines in ihr beginnenden Verschiebungsbruches. Man findet häufig Brüche von gedrückten Zylindern aus sprödem Material, in denen Stücke der Bruchkegel und der beiden Schraubenflächen zu erkennen sind. Gelegentlich täuschen solche Flächen Ebenen vor, in andern Fällen führt ein beginnender Verschiebungsbruch der eben beschriebenen Art eine Spaltung

Theorie des Druckversuches im elastischen Bereich der Formänderungen wohl ihren Ausgang nehmen müssen. Die Abb. 74 und 75 geben die Entwicklung der Gleitlinien in der Nähe der Druckfläche einer durch zwei schräge Ebenen abgestumpften prismatischen Schneide wieder, deren Spannungszustand Prandtl[22]) angegeben hat. In den beiden Abb. 74, 75 sind links die Ansichten des Mittelschnittes, rechts die der vorderen und hinteren Seitenflächen des Versuchskörpers zu sehen, Abb. 76 zeigt das schon von W. Gehler[23]) bei spröden Körpern beobachtete Aufspalten eines Prismas, das einer Druckbelastung im mittleren Teile einer Längsseite ausgesetzt war. Nachdem auf ein ähnliches Prisma in wagerechter Richtung durch eine Klemmvorrichtung ein leichter Druck ausgeübt wurde, ergaben sich beim Eindruck die Gleitlinien der Abb. 77.[24])

11. d) Prismen. Ein Satz von Prismen mit quadratischem Querschnitt (Seitenlänge 36 mm, Höhe 60, 48, 36, 24 mm) ergab die in den Abb. 78—82 wiedergegebenen Gleitlinienzeichnungen. Die Prismen wurden zwischen rauh geriffelten Holzplatten gedrückt. Die Verwandtschaft des Gleitlinienbildes mit dem des ebenen Problems ist unverkennbar. Doch laufen z. B. die aus den Ecken ausstrahlenden Systeme steiler gegen die Druckrichtung, entsprechend dem andern (radial gerichteten) Verlauf der Reibungsspannungen. Bei den niedrigeren Prismen bleibt je ein Körperteil an den vier, zur Druckrichtung parallelen Kanten undeformiert, während die mittleren Gebiete der Seitenflächen Gleitliniennetze aufweisen und zur Formänderung herangezogen werden. Sie quellen auch zur Seite vor. Denkt man sich im mittleren Querschnitt senkrecht zur Druckrichtung die an einer Spannungsübertragung parallel dieser Ebene nicht beteiligten

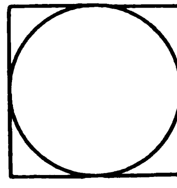


Abb. 83.

Eckgebiete wie in Abb. 83 durch einen Kreis abgeschnitten, so kann man das Gleitliniennetz in den Seitenmitten als Teile des früher beschriebenen Schraubenliniennetzes wiedererkennen, das auf dem Mantel des in das Prisma eingeschriebenen Zylinders sich ausgebildet hätte. Gesteinprismen der Sammlung von Herrn Prandtl zeigten eine analoge Zeichnung und Bruchform mit der schon bei den Zylindern erwähnten Eigentümlichkeit der bedeutend steiler gerichteten Gleitlinien.

12. Anhang. Über Eindruckformen zylindrischer Stempel in gegossenem (käuflichem) Zink (Abb. 87—90), in hartem und weichem Kupfer (Abb. 91—97) und in weichem Eisen (Abb. 98—103) geben einige nach der Schlierenmethode erhaltene Lichtbilder Aufschluß.

Die Frage, ob das Gleitflächensystem, dessen Schnitte in den beiden Scharen logarithmischer Spiralen (Abb. 102, 103) sich anzeigen, für die Eindruckvorgänge im weichen Eisen eine Bedeutung besitzt und welche, wird beantwortet werden können, wenn man seine Fortsetzung in das Innere der Körper kennen wird. Sie wird hoffentlich bald durch die Ätzmethode von A. Fry entschieden werden können. Wenn diese Zeichnung nur von einem radial symmetrischen Spannungszustand in den Oberflächenschichten herrühren sollte, der sich nicht tief in das Innere fortsetzt, wäre sie eine Erscheinung, die man von der Beanspruchung dickwandiger Ringe oder Röhren her kennt, wie sie beispielsweise W. Krüger[25]) an plastisch beanspruchten Eisenröhren beobachtet hat. In einem solchen Spannungszustand müssen nämlich die Gleitflächen beim ebenen Problem logarithmische Spiralenzylinder sein. Sollten jedoch die Fließfiguren der Abb. 99—103 von Gleitflächen herrühren, die sich tief ins Innere des Körpers fortsetzen und vielleicht ihren Ursprung von den Druckkanten des Stempels nehmen (für einen solchen Verlauf scheinen gewisse Ätzbilder von A. Fry zu sprechen), so würden sie wohl zu einer genaueren Beschreibung des achsensymmetrischen Fließvorganges beim Eindringen eines zylindrischen Stempels oder einer aufgedrückten Kugel sich heranziehen lassen.

im Zylinder herbei, für welchen Fall ein Beispiel in der Abb. 33 (links) zu sehen ist.

[22]) Z. f. ang. Math. u. Mech. **1** (1921), 15.

[23]) „Der Bauingenieur" **3** (1922), 421.

[24]) Man wird wohl im Gründungsbau, wo die Fundamentklötze oft in dieser Weise beansprucht werden, diese Spaltwirkung durch eine richtige Verteilung von Eiseneinlagen verhindern können, worauf bereits Gehler hingewiesen hat.

[25]) Mitteilungen über Forschungsarbeiten des V. d. I. Heft 87 (1910).

(Eingegangen am 23. Mai 1924.)

Über die Messung der „Schmierfähigkeit" von Schmierölen.

Von Richard von Dallwitz-Wegner
in Neckargemünd/Heidelberg.

Das „Schmiermengenminimum zur gerade ausreichenden Schmierung" kann unter gleichen Schmierumständen bei verschiedenen Ölen ganz verschieden sein, es hängt wahrscheinlich von der „Benetzungskraft" der Öle gegen das geschmierte Metall ab. Die „Benetzungskraft" wird als Folge

bewertbarer molekularer Verhältnisse abgeleitet, und ein einfacher Meßapparat beschrieben.

Mit Schmierölen kann man aufeinander gleitende Maschinenteile „schmieren". Dieser Satz klingt wie eine Tautologie, er umschließt aber ein ungelöstes Rätsel. Warum „schmieren" nur die gebräuchlichen Schmieröle und Fette, warum nicht andre Stoffe von ähnlichem „Körper", warum nicht z. B. Honig und Glyzerin? Man findet zwar in manchen allgemeinen Nachschlagebüchern die Angabe: mit Glyzerin können auch Maschinenteile geschmiert werden, wenn aber damit gemeint ist, Glyzerin sei ein brauchbares Schmiermittel für gleitende Maschinenteile, so ist das ein Irrtum. Weiter entsteht die Frage: schmieren alle Schmiermittel gleich gut? Wobei man aber nicht an die kleinere oder größere Viskosität denken darf, die nur die „Schmiereignung" für mehr oder minder belastete Schmierstellen angeht. Vom Wasser weiß man, daß es kein Schmiermittel ist, aber mit einem Sodazusatz ist es zum Schmieren ganz gut zu gebrauchen, namentlich zum Schmieren von Bohrern. Trifft für die Schmieröle ähnliches zu? Kann man sie durch Zusätze verbessern?

Um diese Fragen beantworten zu können, muß man ein Maß für die „Schmierfähigkeit" haben. Im letzten Kriege, als uns die Schmiermittel knapp wurden und ebenfalls „rationiert" werden mußten, wurde die Frage nach der Schmierleistung der Schmiermittel akut. Die Konsumenten verlangten Schmiermittel in einer Menge, an die sie aus üppigen Friedenszeiten gewöhnt waren, und die Verteilungsstelle der „Kriegsschmierölgesellschaft" sollte nun diese Ansprüche auf ein „ausreichendes" Maß zurückschrauben. Was war nun „ausreichend", wie sollte man die Leistungsfähigkeit der Schmiermittel, ihre „Schmierfähigkeit" bewerten? Ein ganz neues Problem war aufgerollt. Die Schmierfähigkeit der Schmiermittel läßt sich nicht nach ihrer Viskosität beurteilen, oder nach ihren Beimengungen, ihrer Neutralität gegen das geschmierte Metall, oder nach ihrem Flammpunkt, ihrem Stockpunkt usw., das sind alles Eigenschaften, die die „Schmiereignung" angehen, die ein besonderes Kapitel in der Schmiermittelbeurteilung bildet, und die man ziemlich beherrscht. Die Sonderfrage der „Schmierfähigkeit" oder „Schmierergiebigkeit" der Schmiermittel wurde zuerst von Hilliger bei Gelegenheit von Untersuchungen an Dampfmaschinen besonders ins Auge gefaßt (Dr. B. Hilliger, Untersuchungen zur Frage der Dampfmaschinenschmierung, Z. d. V. D. I., Jahrg. 1918, S. 173ff.). Hilliger schmierte den Arbeitszylinder einer Wolffschen Lokomobile von ca. 22 PS, die von dieser Firma für die Versuche zur Verfügung gestellt war, nacheinander mit drei Sorten von Zylinderölen, zunächst ausgiebig. Unter steter Beobachtung des an der elektrischen Leistung im Vergleich mit der indizierten Leistung gemessenen mechanischen Wirkungsgrades der Maschine wurde nun die Schmiermenge vermindert, so lange, bis der mechanische Wirkungsgrad plötzlich bedeutend abnehmen wollte, während er bis zu diesem Stadium fast konstant blieb. Die Schmiermittelmenge, die notwendig war, um die Maschine dauernd in dem Stadium kurz vor der starken Abnahme des mechanischen Wirkungsgrades infolge unzureichender Schmierung zu halten, wurde das „Schmiermengenminimum zur gerade ausreichenden Schmierung" genannt, und es stellte sich heraus, daß dies Minimum beim einen Öl 6 g/PSstd., beim andern 12 g/PSstd. und beim dritten 48 g/PSstd. betrug, daß sich also die notwendigen Ölmengen verhielten wie 1 zu 2 zu 8 bei Schmierungen unter den gleichen Umständen! Die Schmiermittel schmieren also auch nicht gleich gut, sie besitzen nicht die gleiche Schmierfähigkeit oder Schmierergiebigkeit, wie man so allgemein annimmt. Wie sollte man nun diese Schmierfähigkeit einem Öl ansehen, wie sie messen? Mit den sogenannten Ölprüfmaschinen, von denen es eine große Menge gibt, kommt man nicht zum Ziel, denn diese Maschinen messen eigentlich nichts weiter als die Viskosität. Da kam Oberingenieur G. Duffing vom Technischen Ausschuß der Kriegsschmierölgesellschaft auf die Idee, die Lösung des Rätsels in den individuellen Benetzungseigenschaften des Schmiermittels gegen das zu benetzende Metall zu suchen, und ich wurde als Landsturmmann mit der Ausarbeitung der neuen Ölprüfmethode (die zugleich eine Metallprüfmethode ist, wie sich noch zeigen wird) betraut (Dr. v. Dallwitz-Wegner, Neue Wege zur Schmiermittelprüfung, Verlag R. Oldenbourg, München 1919). Nach dieser Prüfmethode mißt man die „Benetzungskräfte β" oder den „Randwinkel θ" der Schmieröle gegen die geschmierten Metalle. Bei den drei von Hilliger an der Wolffschen Lokomobile praktisch geprüften Ölen, die ein Schmiermengenminimum von 1 zu 2 zu 8 zeigten, verhielten sich die Randwinkel der Öle gegen Eisen wie 1 zu 1,26 zu 2, oder die Schmiermengenminima verhielten sich zueinander wie die dritten Potenzen ihrer Randwinkel gegen das geschmierte Metall. Jedenfalls also gibt die Methode einen Anhalt zur qualitativen Vergleichung von Schmierölen, es wurde deshalb an ihr inzwischen weiter gearbeitet, und das Prüfverfahren handlicher gemacht. Ich will nun kurz das Wesen der Methode beschreiben:

Legt man auf einen kleinen Metallblock M (Abb. 1) mit glatter Oberfläche, die genau horizontal ausgerichtet ist, zwei Öltropfen verschiedener Art T_1 und T_2 nebeneinander, so kann man be-

obachten, daß der eine Tropfen resp. das eine Öl das andre von der Metalloberfläche, die man vorher ölfrei gemacht hat, zu verdrängen sucht.

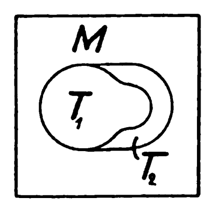


Abb. 1.
Ein besser benetzendes Öl T_1 verdrängt ein schlechter benetzendes Öl T_2 von einer ebenen Metallfläche.

Das verdrängende Öl (T_1) benetzt offenbar die Metalloberfläche besser, energischer als das andre (T_2). Nimmt man einen Block aus einem andern Metall, so kann es aber passieren, daß die Öle die Rollen wechseln. Offenbar hängt also das Benetzungsvermögen eines Öls individuell von der geschmierten Metallart ab. Vereinigt man zwei verschiedene Metallarten M_1 und M_2 zu einem Block (Abb. 2), und legt man mitten auf die

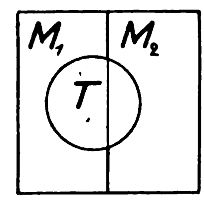


Abb. 2.
Ein Öltropfen T bewegt sich vorzugsweise nach einer Metallart M_1 hin, die es besser brnetzen kann.

Trennfuge einen Öltropfen, so kann man beobachten, daß sich der Tropfen vorzugsweise nach der einen Metallart hinbewegt, die es williger zu benetzen scheint. Diese Versuche, die sich aber zum „Messen“ nicht eignen, beweisen schon, daß verschiedene Öle eine Metallart nicht gleich gut benetzen, und daß auch eine Ölart verschiedene Metallarten nicht gleich gut benetzt. Sieht man aber die Benetzungsfähigkeit als das Ausschlaggebende für die Schmierfähigkeit an, so geht daraus hervor, daß man nicht ohne weiteres von Ölen bester Schmierfähigkeit reden kann, sondern daß es dabei auf die geschmierte Metallart auch ankommt, und daß man die zu schmierende Metallart bei Lagern usw. zweckmäßig so wählen muß, daß beste Benetzungsverhältnisse entstehen. Man kann sich vorstellen, daß ein besser benetzendes Öl beim Schmiervorgang fester an den geschmierten Metallwänden ansitzt und weniger dem Belastungsdruck nachgibt, der es aus dem Schmierspalt entfernen will. Ich habe früher mal ausgeführt, daß im Schmierspalt durch die kapillaren Kräfte, zu denen auch die Benetzungskraft gehört, große interne Drucke hervorgerufen werden (diese Zeitschrift Jahrgang 1923, S. 21 ff.), durch solche inneren Spaltvorgänge kann man sich die Schmierfähigkeit mit der Benetzungsfähigkeit generell verbunden denken.

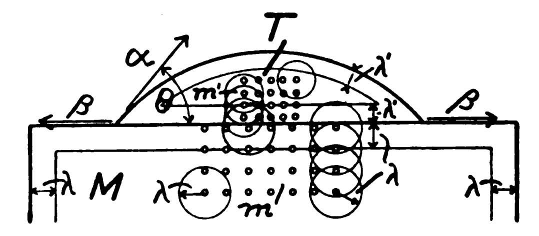


Abb. 3. Die Benetzungskraft β entsteht durch Einwirken der Molekeln m des Metalls auf die Molekeln m' des Öls innerhalb der Wirkungssphären λ und λ', wodurch die Normalkräfte K vermindert werden.

Das Entstehen der Benetzungskraft kann man sich in Anlehnung an bekannte Vorstellungen so erklären: Das Blockmetall M besteht aus Molekeln m, die sich gegenseitig innerhalb ihrer Wirkungssphären vom Radius λ befinden. Die Molekeln im Innern werden von allen Seiten gleichmäßig angezogen, befinden sich also in Gleichgewichtszuständen. Nur die Randmolekeln im Abstand $\leqq \lambda$ von den Oberflächen (Abb. 3) erfahren einen einseitigen Zug nach innen, wodurch die „Normalkraft K“, entsteht, die den Stoff zusammenhält. Die Normalkraft K ist für unsere Verhältnisse riesig groß, sie erreicht etwa 500 bis 1000 at bei Ölen, ca. 2000 at bei Glyzerin, ca. 10000 at bei Wasser von 20° C und ca. 300000 at bei Eisen, und kann aus der Beziehung

$$K = 82{,}19 \frac{\gamma}{M \cdot a} \text{ at} \qquad (1)$$

berechnet werden, wenn γ die Dichte des Stoffes bezogen auf Wasser, M das Molekulargewicht und a der kubische Ausdehnungskoeffizient ist (vgl. mein Buch: Kreisprozeßkunde, im Druck bei Josef Kösel und Friedrich Pustet in München). Leider versagt die Formel gerade bei Ölen, da man über deren Molekulargewicht M nur mangelhaft unterrichtet ist. Werden nun Molekeln aus dem Innern des Stoffes nach außen gebracht, ohne daß dafür die gleiche Anzahl nach innen gelangt, wird also, mit anderen Worten, die Oberfläche des Stoffes vergrößert, so ist hierzu eine Arbeit $a = K\varphi(\lambda)$ je cm² neuer Oberfläche aufzuwenden, die man die Oberflächenspannung α nennt und, durch eine Länge dividiert, in Dyn/cm oder mg/mm angibt. Die Wirkungssphäre λ ist von der Größenordnung 10^{-8} cm, die Oberflächenspannung α ist leicht meßbar und erreicht bei Ölen ca. 3 mg/mm oder 30 Dyn/cm. (Lenard setzt direkt $\alpha = K \cdot \lambda$, vgl. Lenard, Probleme komplexer Moleküle, Teil II, Verlag Carl Winter, Heidelberg 1914.)

Die Stoffe besitzen also eine Oberflächenspannung, weil den Randmolekeln nach außen zu keine Kraftzentren gegenüberstehen oder nur die der dünn gesäten Gas- resp. Luftmolekeln, und sie deshalb einen starken Zug nach innen erfahren. Wird nun auf den Block M (Abb. 3) der Öltropfen T gelegt, in dem ähnliche Zustände herrschen, so treten, soweit der Tropfen die Oberfläche des Metalls berührt, den Randmolekeln m von M die Molekeln m' des Öls gegenüber, also ebenfalls dicht gestellte Kraftzentren, die den Zug in das Innere von M mehr oder weniger aufheben. Das gleiche geschieht bei den Randmolekeln des Öls, soweit sie den Randmolekeln von M gegenüberstehen. Hierdurch wird an der gemeinsamen Berührungsfläche der Betrag K und K' der Normalkräfte kleiner. Denkt man sich im Innern von T und M als Zugkrafterzeuger auf die Molekeln Magnete angeordnet, so rechnet man heraus, daß K um K' und K' um K kleiner werden muß. In Wirklichkeit werden diese Verhältnisse wohl anders liegen, jedenfalls kann aber, der Augenschein lehrt es, die Öl/Normalkraft K' an der Berührungsfläche vollständig verschwinden, und das Öl will sich deshalb auf der Oberfläche von M vollständig ausbreiten, mit der „Benetzungskraft" β, wie Abb. 3 veranschaulicht. Auf der Oberseite des Öls bleibt aber die Oberflächenspannung α bestehen, die das Öl an der vollständigen Ausbreitung mit der Kraft $\alpha \cos \theta = \beta$ verhindert, den Winkel θ nennt man den „Randwinkel" des Öls gegen die Metallart M.

Auf diese Weise wird das Entstehen der Benetzungskraft plausibel. Hat das Metall M gegen die Flüssigkeit T eine nur wenig größere Normalkraft, für z. B. Blei ist $K = 53000$ at, und für Quecksilber $K = 32000$ at, so wird nicht nur energische Benetzung, sondern sogar eine Art Lösung eintreten, und bekanntlich tritt dies zwischen Blei und Quecksilber als Amalgamierung auch ein. Es ist verständlich, daß von solchen Verhältnissen die Schmierergiebigkeit abhängen kann. Ein Öl hätte dann eine um so größere Schmierfähigkeit, je größer nach (1) das Molekulargewicht M ist. Von Einfluß ist aber auch der kubische Ausdehnungskoeffizient a. Und als Schmiermetall würden sich am besten Metalle mit großem K eignen, wie Eisen, Nickel, Kupfer usw.

Den Wert $a = 3b$ (b = linearer Ausdehnungskoeffizient) darf man eigentlich nur für Überschlagsrechnungen aus Tabellen entnehmen, für informierendere Untersuchungen, etwa, ob harter Stahl dasselbe K besitzt, wie weicher, ist er jedesmal zu messen. Zur Bestimmung des a von Ölen eignet sich das „Dilatometer" nach Holde (D. Holde, Untersuchung der Kohlenwasserstoffe und Fette, Verlag Julius Springer, Berlin 1918, S. 8), das von Dr. H. Gockel, Berlin, Luisenstraße 24 hergestellt wird. Das Molekulargewicht M läßt sich zwar verhältnismäßig leicht ermitteln (bei Ölen vgl. Holde, wie oben), Problem bleibt aber, wie groß das in Rechnung zu setzende Molekel ist. Bei Wasser erhält man aus (1) die richtigen, auf andre Weise bestätigten Werte für K, wenn man $M = 36$ setzt, entsprechend einer Molekelformel H_4O_2 (Lenardsche Wasserformel). Die Beziehung (1) leistet demnach zwar ungemein viel zur Vertiefung der theoretischen Einsicht in Benetzungsvorgänge, aber zur Begutachtung von Schmierergiebigkeiten stößt man damit noch auf praktische Schwierigkeiten.

Man kann aber auch zur Feststellung der Schmierungsverhältnisse eines Öls gegen ein bestimmtes Metall die Oberflächenspannung α und die Benetzungskraft β direkt messen, was bedeutend einfacher als eine Messung von a und M, zumal Öle Gemische sind, in denen verschiedenartige Werte des Molekulargewichts M vorkommen. Es gibt für die Messung von α, β und θ die verschiedenartigsten Methoden, die sehr einfach aussehen, bei denen ich aber in jahrelanger Arbeit, meist im Physikalischen Institut der Universität Heidelberg, bald den merkwürdigsten Meßschwierigkeiten begegnete, zumal ja immer das geschmierte Metall bei der Messung beteiligt bleiben muß. Bis ich schließlich folgende Meßweise fand, die leicht auszuführen ist und bei der die Berücksichtigung der geschmierten Metallart gar keine Umstände macht.

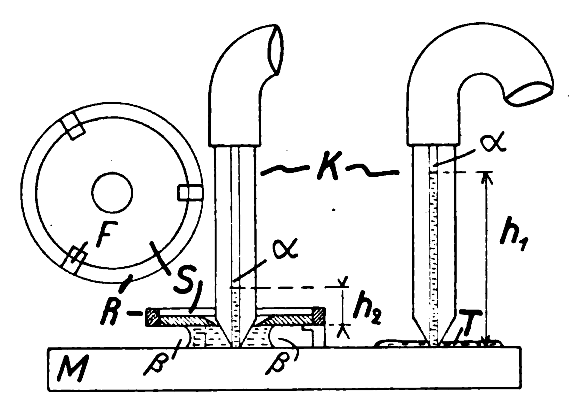


Abb. 4. Das Schema der neuen Ölprüfweise durch Feststellung der Steighöhen k_1 und h_2.

Auf einen horizontal liegenden Block M aus der Metallart, die geschmiert werden soll, mit geglätteter und gereinigter „Schmier"-Oberfläche wird eine breite spannungslose Ölpfütze T gelegt, indem man einen Tropfen auf der Oberfläche verbreitert, bis er etwa 1 cm Durchmesser besitzt und keine nach oben gespannte Oberseite mehr zeigt. In die Pfütze wird eine Glaskapillare K, rechts Abb. 4, von etwa 0,9 mm lichtem Durchmesser (die angegebenen Maße sind ausprobiert)

senkrecht eingestellt, und mittels eines Schlauches wird das Öl aus der Pfütze in der Kapillare hochgesaugt, so daß die Kapillarenwände benetzt sind. Nun wird das Öl in der Kapillare sich selbst überlassen, es sinkt nach unten, und die kapillaren Kräfte halten es schließlich bei einer Steighöhe h_1 im Rohr fest, wie Abb. 4 verdeutlicht. Die Ölsäule wird von der Oberflächenspannung α des Öls gegen Luft im Rohr angesaugt, mit der Kraft $\alpha d \pi$ Dynen, wenn d cm der lichte Durchmesser der Kapillaren ist. Der hochsaugenden Kraft wird durch den Zug der Ölsäule nach unten das Gleichgewicht gehalten, der $981 \cdot \delta d^2 \pi h_1 : 4$ Dynen beträgt, so daß die Oberflächenspannung

$$\alpha = \left(981 \frac{d}{4}\right) \delta h_1 \text{ Dynen/cm} = C \delta h_1 \text{ Dynen/cm} \quad (2)$$

beträgt, worin C eine Konstante und δ die Öldichte ist. Die Steighöhe h_1 ist in cm auszudrücken. Die Konstante C soll 21 bis 22 betragen. Nun wird die Kapillare angehoben, und der Block M so verschoben, daß die gefüllte Kapillare auf einen von Öl freien Fleck der Blockoberfläche aufgesetzt werden kann. Vorher wird auf den Block M der kleine „Sauger" S Abb. 4 aufgesetzt, bestehend aus einer kleinen Metallplatte von 15 mm Durchmesser, die in der Mitte ein Loch besitzt, in das die Kapillare bequem hineinpaßt. Das Plättchen besteht aus demselben Metall wie der Block, wenn man die Benetzungskraft gegen die Metallart des Blocks prüfen will, man kann das Saugplättchen aber auch aus einer andern Metallart herstellen, wenn man die Benetzungsverhältnisse von Schmierungen untersuchen will, bei denen zwei Metallarten verwendet werden, wenn z. B. eine eiserne Welle in einer Rotguß- oder Lagermetallschale läuft. In diesem Falle macht man M aus Eisen und das Saugplättchen aus Lagermetall usw., oder umgekehrt. Das Plättchen liegt in einem Aufsetzring R, links oben von unten gesehen, durch dessen drei Füßchen F das Saugplättchen mit der Blockoberfläche einen Saugspalt von 0,6 mm Höhe bildet. Nun wird die Kapillare mitten hinein in das Loch des Saugers gesteckt und auf die Blockoberfläche aufgesetzt. Dadurch kommt das Öl im Rohr mit der Blockoberfläche in Berührung, und das Öl will das Metall benetzen und dringt nun mit der Benetzungskraft β Dynen/cm auf dem Metall nach allen Seiten vor. Meist ergreift das aus der Röhre austretende Öl sogleich auch die Unterseite des Saugplättchens; ist das nicht der Fall, so legt man in das Loch einen kleinen Extratropfen, einen Hilfstropfen des zu untersuchenden Öls, der dann alsbald den Anschluß des aus der Röhre austretenden Öls an das Saugplättchen vermittelt. So lange tritt Öl aus der Röhre aus, bis der Ölstand darin auf eine Standhöhe h_2 herabgesunken ist, dann tritt Kräftegleichgewicht ein, in der Form

$$\alpha \pi d - \frac{981 h_2 d \pi \delta}{4} = \beta d \pi \text{ Dynen},$$

woraus mit Hilfe von (2) folgt:

$$\left.\begin{aligned} \beta &= \left(981 \frac{d}{4}\right) \delta (h_1 - h_2) \\ &= C \delta (h_1 - h_2) \text{ Dynen/cm}. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Bei der Feststellung von h_2 muß man berücksichtigen, daß die von der Oberflächenspannung α im Rohr getragene Ölsäule nur herunter bis zur Unterkante des Saugplättchens reicht, wie Abb. 4 veranschaulicht. Man kann also auf diese Weise leicht für jedes Öl und jedes Metall einen Wert β finden, den man als Vergleichswert bezüglich der Benetzungskraft ansehen kann, mit der die Schmierergiebigkeit im Zusammenhang steht. Man braucht dazu nur die kleinen Metallblöcke, Scheibchen von 5 mm Dicke bei 25 mm Durchmesser, die Saugplättchen und einige Tropfen Öl, von dem man aber das spezifische Gewicht δ kennen muß. Nicht notwendig ist diese Kenntnis, wenn man den Quotienten

$$\cos \theta = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{h_1 - h_2}{h_1} \quad (4)$$

bildet und diesen Wert oder den Randwinkel θ selber als Ölkennzeichen benutzt. Empfehlenswerter ist $\cos \theta$, weil man dazu keine Winkeltabellen braucht und $\cos \theta$ auch zunimmt mit den besseren Eigenschaften, während θ abnimmt.

Die Werte von α und β sind in der bekannten Weise von der Temperatur abhängig, bei der Siedetemperatur, die aber Schmieröle nicht haben, wäre α und $\beta = 0$, bis dahin nimmt man lineare Abnahme an. Trotzdem geben Messungen bei gewöhnlicher Temperatur einen Anhalt. Unabhängig von der Temperatur ist der Wert von θ bzw. $\cos \theta$ (vgl. meine Arbeit: Die Beziehungen der Kapillarität zur Lorentzkontraktion und zum Relativitätsprinzip, ein Versuch zur praktischen Ausnutzung dieser Hypothesen. Zeitschr. f. techn. Physik **2** (1921), 160), so daß man über die Temperaturabhängigkeit von β orientiert ist, wenn man die von α feststellt, was sich leichter ausführen läßt.

Abb. 5 zeigt den kleinen Apparat in Ansicht (gebaut von R. Jung A.-G. in Heidelberg), mit dem sich die Messungen auf bequeme Weise ausführen lassen. P ist ein Tisch, auf den der Block M gelegt wird. Die Kapillare K wird von der federnden Klemme G gehalten, sie ist senkrecht leicht verschiebbar. Die Steighöhen werden mit dem Spiegeldiopter T festgestellt und mit Nonius an der Skala S abgelesen.

Nach diesem Verfahren kann man nun auch wirklich etwas über Schmiermittel und Schmiermetalle erfahren, und es wird in Amerika, in England und Europa schon vielfach zu praktischen Untersuchungen benutzt. In der nachstehenden

Tabelle sind einige Untersuchungsergebnisse zusammengestellt.

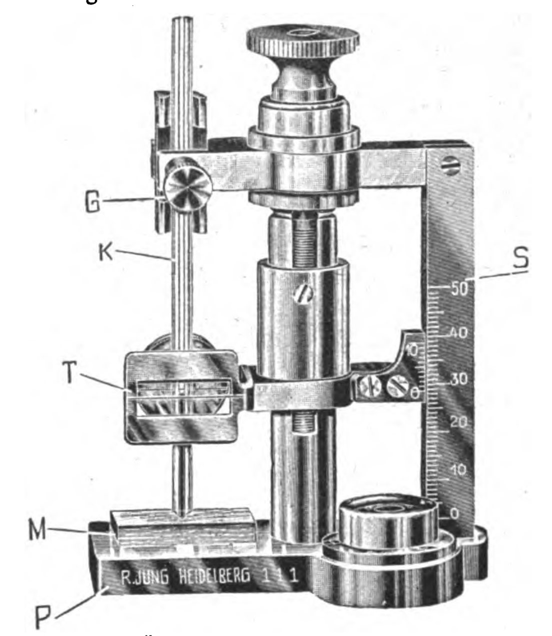


Abb. 5. Der „Ölprüfer“ der R. Jung A.-G. in Heidelberg.

Wasser, Leitungswasser zeigt (alle Messungen sind bei etwa 22° C ausgeführt) eine Benetzungskraft von etwa 10 Dynen/cm gegen Kupfer und einen Randwinkel von etwa 82°. Es ist bekannt, daß man mit Wasser „schmieren“ kann, aber man braucht dazu große Quantitäten, was aber bei unter Wasser laufenden Maschinenteilen, beweglichen Fontänenmundstücken usw. keine Rolle spielt. (Wenn man Wasser mit dem Apparat prüft, muß man auf größte Reinlichkeit achten, da Wasser durch geringste Verunreinigungen seine kapillaren Werte ändert.) Setzt man dem Wasser 10 v. H. Soda zu, so steigt die Benetzungskraft gegen Kupfer sogleich auf etwa 19 Dynen/cm, sie wird beinahe so groß wie die von Arachisöl gegen Eisen. Der Randwinkel beträgt nun nur noch etwa 64°. Ähnlich schlechte Benetzungswerte wie reines Leitungswasser zeigen Glyzerin und Honig, Stoffe, die man nach ihrem „Körper“ und ihren chemischen Eigenschaften unter die Schmiermittel rechnen könnte. Bedeutend bessere Werte zeigen die Pflanzenöle Cottonöl, Arachisöl und Rüböl, meist gegen Kupfer als Schmiermetall bessere als gegen Eisen, nur Arachisöl macht dann eine Ausnahme, wenn man es absetzen läßt und

Die Oberflächenspannung α Dyn/cm, die Benetzungskraft β Dyn/cm und der Randwinkel θ^0 einiger Flüssigkeiten gegen Eisen und Kupfer.

Meßtemperatur 22° C, Kapillarenkonstante $C = 21{,}81$.

Schmiermittel	Metallart	δ	h_1 cm	α Dyn/cm	h_2 cm	β Dyn/cm	$\frac{\beta}{\alpha} = \cos\theta$	Randwinkel θ
Leitungswasser	Kupfer	1	3,29	71,75	2,84	9,81	0,1367	82° 10′
„ mit 10% Soda	Kupfer	1	2,01	43,84	1,14	18,97	0,4327	64 20
Technisch Glyzerin	Eisen	1,2	1,79	46,85	1,52	7,07	0,1509	81 20
	Kupfer	1,2	1,79	46,85	1,51	7,33	0,1565	81 0
Honig	Eisen	1,4	2,00	61,07	1,64	10,99	0,1800	79 40
	Kupfer	1,4	2,00	61,07	1,74	7,94	0,1300	82 30
Cottonöl	Eisen	0,92	1,73	34,71	0,50	24,68	0,7111	44 40
	Kupfer	0,92	1,73	34,71	0,57	23,28	0,6707	48 0
Arachisöl, abgesetzt	Eisen	0,92	1,66	33,31	0,67	19,86	0,5962	53 25
	Kupfer	0,92	1,66	33,31	0,63	20,67	0,6205	51 40
Arachisöl, geschüttelt	Eisen	0,92	1,70	34,11	0,54	23,28	0,6825	47 0
	Kupfer	0,92	1,70	34,11	0,67	20,67	0,6060	52 40
Rüböl	Eisen	0,92	1,73	34,71	0,58	23,07	0,6646	48 20
	Kupfer	0,92	1,73	34,71	0,43	26,08	0,7514	41 15
Delphinkinnbackenöl*)	Eisen	0,92	1,59	31,90	0,40	23,88	0,7486	41 30
	Kupfer	0,92	1,59	31,90	0,38	24,28	0,7611	40 30
Rinderklauenöl*)	Eisen	0,92	1,71	34,31	0,55	23,28	0,6785	47 15
	Kupfer	0,92	1,71	34,31	0,58	22,67	0,6607	48 40
Knochenöl	Eisen	0,92	1,74	34,91	0,68	21,27	0,6093	52 30
	Kupfer	0,92	1,74	34,91	0,62	22,47	0,6437	49 55
Miagol 241*)	Eisen	0,90	1,72	33,76	0,53	23,36	0,6920	46 10
	Kupfer	0,90	1,72	33,76	0,44	25,13	0,7444	41 55
Vaporine Turbinenöl*)	Eisen	0,90	1,72	33,76	0,49	24,14	0,7150	44 20
	Kupfer	0,90	1,72	33,76	0,45	24,93	0,7384	42 25
Teerfettöl II*)	Eisen	1,1	1,82	43,66	0,54	30,71	0,7034	45 20
	Kupfer	1,1	1,82	43,66	0,61	29,03	0,6649	48 20
Verbessertes Teerfettöl*)	Eisen	1,1	1,80	43,18	0,64	27,83	0,6445	49 50
	Kupfer	1,1	1,80	43,18	0,56	29,75	0,6890	46 25

*) Die Bezeichnungen der Öle sind Handelsbezeichnungen. Das „verbesserte Teerfettöl“ ist nicht etwa im Sinne der hier wiedergegebenen Ansichten „verbessert“ worden, die Bezeichnung ist viel älter. Ich erhielt seinerzeit die Öle z. T. von Prof. Dr. Holde, dem bekannten Ölfachmann, und der Firma Dr. Cuypers, Dresden, unter diesen Bezeichnungen zugesandt.

nur den oberen klaren Ölteil einer Prüfung unterzieht, es zeigt dann überhaupt schlechtere Werte als wenn man das Öl frisch geschüttelt hat. Es ist dies ein Beweis, daß man die Benetzungsverhältnisse von Ölen durch zweckmäßige Mischungen verbessern kann. Die nächsten drei Öle der Tabelle sind tierischen Herkommens, darauf folgen einige Mineralöle, die im allgemeinen bezüglich der Benetzungskraft doch die besten Ergebnisse liefern, meist gegen Kupfer bessere als gegen Eisen.

Die Werte von β und θ ergeben sich aus den gemessenen Steighöhen h_2, die Mittelwerte aus mehreren Messungen sind. Die Metallflächen, die das Öl beim Saugprozeß erfaßt, sind so klein, daß zufällige Umstände an der Oberfläche, hervorgerufen durch den gewöhnlich etwas automatisch betriebenen Reinigungsprozeß dieser Oberflächen, kleine Differenzen bezüglich h_2 ergeben können. Bei der Steighöhe h_1 beobachtet man das nicht, weil h_1 ganz unabhängig ist von der Art der Querfläche des Blocks. Deshalb benutzt man zweckmäßig zur Feststellung von h_1 auch einen Glasblock, auf dem das Öl sich unverändert längere Zeit hält, während es sich auf einem Metallblock verändert, was man an dem Fleck erkennt, den es auf dem Metallblock hinterläßt. Zum Reinigen der Metallblöcke und Saugplättchen zur Feststellung der Steighöhe h_2 benutzt man am besten ganz feines Schmirgelpapier, das aber noch nicht zur Reinigung anderer Metallarten gebraucht sein darf, sonst kann es passieren, daß man den Wert von h_2 erhält, der der anderen Metallart zukommt.

Zusammenfassung: Die „Schmierergiebigkeit" von Schmiermitteln hängt von ihrer „Benetzungskraft" gegen die geschmierte Metallsorte ab. Die Benetzungskraft eines Schmiermittels ist verschieden gegen verschiedene geschmierte Metallsorten, man hat also nicht nur das Schmiermittel, sondern auch die Metallsorte zweckmäßig auszuwählen. Die Benetzungskralt wird anscheinend groß, wenn die Normalkraft K des Metalls groß ist gegen die des Schmiermittels, die Feststellung der Normalkraft bei Schmiermitteln ist aber schwierig und umständlich, da man hierzu das Molekulargewicht und den kubischen Ausdehnungskoeffizienten kennen muß. Es wird nun ein neues einfaches Verfahren zur Feststellung der Benetzungskraft beschrieben, und einige Versuchswerte werden mitgeteilt.

(Eingegangen am 20. Juni 1924.)

Entstehung von Schwingungen durch nichtperiodische Kräfte bei Pumpenventilen und Oszillatorsirenen.

Von W. Hort.

Inhalt: Aufstellung der Bewegungsgleichungen, deren Erörterung und Vergleich mit der Erfahrung.

I.

In dem Handbuch der Unterwasserschalltechnik von F. Aigner (M. Krayn, Berlin 1922) werden zwei Apparate zur Erzeugung von Unterwasserschall beschrieben (Abb. 1 und 2), die Aigner als oszillierende Sirenen bezeichnet. Beide Apparate bestehen im wesentlichen aus einem schwingungsfähigen plattenförmigen Körper M, an dem durch einen sehr schmalen Spalt Wasser zum Vorbeiströmen gebracht wird.

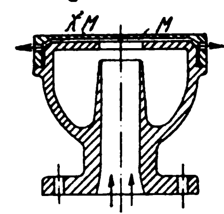


Abb. 1. Oszillatorsirene mit Membran.

Sie unterscheiden sich dadurch, daß nach Abb. 1 die Richtkraft des schwingungsfähigen Systems mit der Masse vereinigt ist, während nach Abb. 2 die Richtkraft getrennt von der Masse in dem zentralen Stab des Apparates liegt.

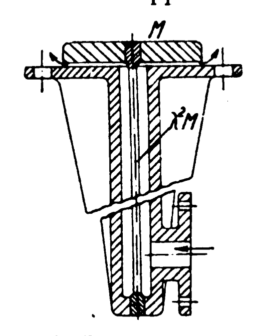


Abb. 2. Oszillatorsirene mit Platte.

Die Wirkung der beiden Vorrichtungen ist die, daß durch das Vorbeiströmen des Wassers an den Platten diese in Schwingungen versetzt werden, die sich in kräftigen Schallwirkungen äußern, indem die schwingungsfähigen Systeme mit ihren Eigenfrequenzen tönen.

Hier liegt ein dynamischer Effekt vor, der lebhaft an gewisse Erscheinungen bei der Ventilbewegung der Pumpen erinnert. Es ist bekannt, daß gewisse Ventile bei der Eröffnung zu flatternden Bewegungen neigen.

Ich unternehme also im folgenden eine theoretische Erklärung der Erscheinungen sowohl der os-

zillierenden Sirenen, als auch der Flatterbewegung bei Ventilen.[1])

II.

In Abb. 3 ist der Querschnitt durch ein gewöhnliches Pumpenventil gezeichnet. Die freie Schwingungsgleichung des Ventils in ruhender Flüssigkeit schreiben wir:

$$M h'' + 2\delta M h' + M\lambda^2 h + G - G' = 0, \quad (1)$$

wo M die dem eigentlichen Ventilkörper und der bei der Schwingbewegung mit beschleunigten Flüssigkeitsmenge zusammengenommen eigentümliche Masse, $2\delta M$ den Dämpfungsbeiwert infolge von

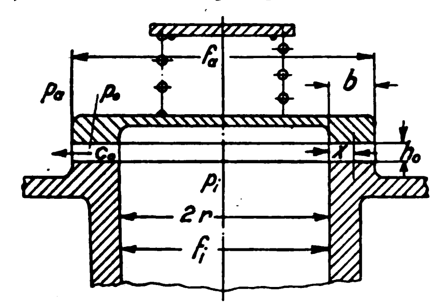


Abb. 3. Pumpenventil.

Führungsreibung, Flüssigkeitsreibung, Wirbelbildung usw., $\lambda^2 M$ den Richtkraftwert infolge der Federkraft bedeuten. h ist der als klein betrachtete Schwingungsausschlag des Ventils, der Schwerkraft entgegen positiv gerechnet, G das Ventilgewicht, G' der Auftrieb.

Im betriebsmäßig strömenden Wasser wird die Schwingungsgleichung:

$$M h'' + 2\delta M h' + M\lambda^2(h_0 + h) + G - G' = D.$$

Hier bedeutet D die Summe der auf das Ventil wirkenden äußeren Kräfte, die sich nach Gleichung (2) und (3) an Hand von Abb. 3 ausführlicher schreiben:

$$\left.\begin{aligned} D &= D_i + D_s - D_a \\ D_i &= p_i f_i, \quad D_a = p_a f_a. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

$$D_s = \int_0^b p\,U\,dx. \quad (3)$$

In der Gleichung (3) bedeutet p den Druck im Ventilspalt, dessen Höhe in der Ruhelage in der Abb. 3 mit h_0 bezeichnet ist, während U den mittleren Umfang des Ventilspaltes bedeutet.

[1]) In einer gewissen Beziehung zu den erwähnten Erscheinungen steht das Clement-Thenardsche Phänomen, welches bereits 1826 beobachtet wurde. Danach wird eine Holztafel, die man in einen aus einem Rohr strömenden Luftstrahl senkrecht zur Strömungsrichtung hält und allmählich der Austrittsöffnung nähert, in einer bestimmten Entfernung plötzlich nicht mehr abgestoßen, sondern heftig angezogen. Eine ausführliche Untersuchung dieses Phänomens gibt E. Straube, Radialströmung zwischen zwei Platten. Zeitschr. f. d. ges. Turb.-Wesen **14** (1917), 101 ff.

Im ferneren Verlaufe unserer Untersuchung setzen wir h als klein gegen h_0 voraus.

Zur Berechnung des Druckes p schreiben wir für die Wasserströmung im Spalt die Strömungsgleichung an:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + c\frac{\partial c}{\partial x} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x}, \quad (4)$$

sowie die Kontinuitätsgleichung

$$U\frac{dh}{dt} + U(h_0 + h)\frac{\partial c}{\partial x} = 0. \quad (5)$$

Aus der letzteren ermitteln wir das Geschwindigkeitsgefälle im Spalt nach

$$\frac{\partial c}{\partial x} = -\frac{h'}{h_0}. \quad (6)$$

Durch Integration dieses Ansatzes finden wir die Spaltgeschwindigkeit

$$c = C - \frac{h'}{h_0}x, \quad (7)$$

wo die Integrationskonstante C sich durch die Randbedingung

$$c_a = C - \frac{h'}{h_0}b \quad (8)$$

am äußeren Rande des Ventilspaltes so ermittelt, daß für die Geschwindigkeit die Gleichung entsteht:

$$c = c_a + (b - x)\frac{h'}{h_0}. \quad (9)$$

Hier ist aber die Geschwindigkeit c_a keine Konstante, sondern von der kleinen Schwankung der Ventilhöhe h abhängig nach Gleichung

$$c_a = c_0\left(1 - \frac{h}{h_0}\right), \quad (10)$$

wo c_0 die mittlere Wassergeschwindigkeit im Spalt bei der Spalthöhe h_0 bedeutet. Wir finden also endgültig für die Spaltgeschwindigkeit den Ansatz:

$$c = c_0\left(1 - \frac{h}{h_0}\right) + (b - x)\frac{h'}{h_0}, \quad (11)$$

aus dem wir mittels Differentiation die linke Seite der Strömungsgleichung (4) herstellen. Damit findet sich für das Druckgefälle im Spalt der Ansatz:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial c}{\partial t} + c\frac{\partial c}{\partial x} &= -2c_0\frac{h'}{h_0} + (b - x)\frac{h''}{h_0} \\ &= -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x}, \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

wonach sich durch Integration

$$\frac{1}{\varrho}(p_i - p) = -2c_0\frac{h'}{h_0}x + \frac{h''}{h_0}\left(bx - \frac{x^2}{2}\right) \quad (13)$$

der Spaltdruck p selbst findet. Hier bezeichnet p_i

den Druck am Anfang des Spaltes, der wiederum in Abhängigkeit zu bringen ist von der kleinen Schwankung der Spalthöhe gemäß Ansatz

$$p_i = p_0 + \varrho c_0^2 \frac{h}{h_0'} \cdot \qquad (14)$$

Dies bedeutet nichts anderes als das Integral der Strömungsgleichung (4) für stationäre Bewegung. Durch Multiplikation mit dem Differential $U dx$ der Spaltfläche und nach Integration über den ganzen Spalt finden wir in

$$\left.\begin{aligned} D_s = \int_0^b p\,U\,dx = p_0 U b + \varrho c_0^2 \frac{h b U}{h_0} \\ + \varrho c_0 \frac{h'}{h_0} b^2 U - \varrho \frac{h''}{h_0} \frac{b^3}{3} U \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

den Gesamtdruck der im Spalte strömenden Flüssigkeitsmenge auf das Ventil. Diesen führen wir nach dem Ansatz

$$\left.\begin{aligned} M'' + 2 M \delta h' + \lambda^2 M(h_0 + h) + G - G' \\ = D_i + p_0 U b - D_a \varrho c_0^2 \frac{h}{h_0} b U \\ + \varrho c_0 \frac{h'}{h_0} b^2 U - \varrho \frac{h''}{h_0} \frac{b^3}{3} U \end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

in die Ventilbewegungsgleichung (1) ein und finden unter Abgleichung der in der Ventilmittellage h_0 sich gegenseitig aufhebenden Kräfte gemäß

$$\lambda^2 M h_0 + G - G' = D_i + p_0 U b - D_a \qquad (17)$$

als endgültige Schwingungsgleichung des Ventils den Ansatz

$$\left.\begin{aligned} \left(M + \varrho \frac{b^3 U}{3 h_0}\right) h'' + \left(2 M \delta - \varrho c_0 \frac{b^2 U}{h_0}\right) h' \\ + \left(\lambda^2 M - \varrho c_0^2 \frac{b U}{h_0}\right) h = 0, \end{aligned}\right\} \qquad (18)$$

um dessen Untersuchung es sich fortan handelt.

III.

Zunächst findet sich eine Vergrößerung der schwingenden Masse M durch die Trägheitswirkung der im Spalt strömenden Wassermenge, die allerdings nicht erheblich ins Gewicht fällt.

Weiterhin erscheint das Dämpfungsglied der Differentialgleichung ebenso wie die Richtkraft als Differenz zweier positiver Größen. Soll eine stabile Lage des schwingenden Körpers möglich sein, so müssen sowohl der Dämpfungs- als auch der Richtkraftbeiwert positiv sein. Die hierfür gültigen Bedingungen sind in den Formeln

$$c_0 < \frac{\vartheta \lambda}{\pi b} \alpha; \quad c_0 < \lambda \sqrt{\alpha}; \quad \alpha = \frac{M h_0}{\varrho b U} \qquad (19)$$

enthalten, in denen statt der Dämpfungsgröße δ das logarithmische Dekrement $\vartheta = \frac{2 \pi \delta}{\lambda}$ der Ventilschwingung eingeführt ist. Man sieht ohne weiteres aus der Gestalt der Gleichungen (19), daß die Positivierung des Richtkraftgliedes viel größere Spaltgeschwindigkeiten zuläßt als die Positivierung des Dämpfungsgliedes.

Das Erfülltsein der Bedingungen (19) liefert als Integral der Differentialgleichung (18) die gewöhnliche gedämpfte Schwingung. Dagegen bebedeutet der Verein der Bedingungen:

$$c_0 = \frac{\vartheta \lambda}{\pi b} \alpha; \qquad c_0 < \lambda \sqrt{\alpha} \qquad (19\text{a})$$

eine Lösung von (18), die rein periodisch ist. Wir haben dann einen andauernden Schwingungsvorgang vor uns.

Schließlich liefern die Bedingungen:

$$\frac{\vartheta \lambda}{\pi b} \alpha < c_0 < \lambda \sqrt{\alpha} \qquad (19\text{b})$$

und

$$\frac{\vartheta \lambda}{\pi b} \alpha < c_0; \qquad \lambda \sqrt{\alpha} < c_0 \qquad (19\text{c})$$

instabile Vorgänge.

IV.

Wenden wir diese Feststellungen zunächst auf die Ventilbewegung an, so findet sich, daß alle Ventile in der Nähe ihrer Eröffnung eine Zone durchschreiten, in welcher das Dämpfungsglied verschwindet, während die Bewegung im weiteren Hubverlauf als instabil zu betrachten ist. Dies würde bedeuten, daß in der betreffenden Zone die Ventilbewegung von der Dämpfung durch die ungedämpfte Bewegung zur Instabilität übergeht. Dieser Übergang muß sich durch eine Schwingung bemerkbar machen, mit welcher theoretischen Folgerung meines Erachtens die Tatsache der Flatterbewegung bei Ventileröffnungen, die oft beobachtet wird, im Einklang steht.

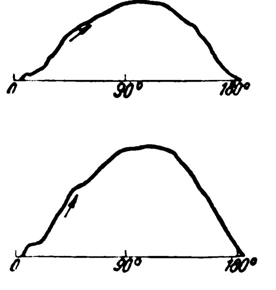


Abb. 4. Ventildiagramme nach H. Berg.

Die Abb. 4 und 5, die zwei bekannten Experimentaluntersuchungen [2]) zur Pumpenventil-

[2]) H. Berg, Die Wirkungsweise federbelasteter Ringventile. Z. d. V. d. I. 48 (1904), 1093, 1134, 1183. — K. Schoene, Versuche mit großen durch Blattfedern geführten Ringventilen usw. Z. d. V. d. I. 57 (1913), 1246.

bewegung entnommen sind, lassen die Überlagerung von Schwingungen über die eigentliche Ventilbewegung im Anfang des Hubes deutlich erkennen. Ein derartiges Aussehen zeigen die Ventildiagramme sehr häufig. Es kommt auch, namentlich bei Kompressoren für gas- oder dampfförmige Körper, vor, daß die Schwingungen betriebsnachteilige Beträge annehmen.

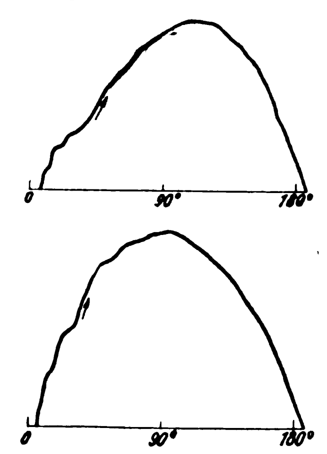


Abb. 5. Ventildiagramme nach K. Schoene.

V.

Ferner gibt uns unsere Betrachtung zwanglos die Erklärung für das Wirken der oszillierenden Sirenen. Diese arbeiten in einer Zone, in welcher das Dämpfungsglied gemäß Gleichung (19a) verschwindet, das Richtkraftglied aber noch positiv ist. Ein derartiges Verhalten läßt sich an Hand der Gleichungen stets erreichen, namentlich wenn man, wie ja auch aus den Abb. 1 und 2 ersichtlich, die Spaltbreite b genügend groß macht, während bei den Pumpenventilen mit ihren vergleichsweise geringen Spaltbreiten ein Tönen bei verschwindender Dämpfung durch richtige Ventilkonstruktion leicht in zulässigen Grenzen gehalten werden kann.

Daß aber die oszillierenden Sirenen in einem Bereich endlicher Breite der Strömungsgeschwindigkeit c_0 tönen, liegt daran, daß mit zunehmender Schwingungsamplitude das logarithmische Dekrement ϑ zunimmt, wodurch sich der Bereich der Bedingung (19a) nach oben verbreitert. Diese Verbreiterung dürfte eine recht beträchtliche sein, wie aus der Mitteilung F. Aigners hervorgeht, daß die schwingenden Platten der Oszillatorsirenen Abb. 1 bei Steigerung der Wassergeschwindigkeit c_0 infolge übermäßiger Schwingungsbeanspruchung nach sehr kurzer Zeit zu Bruch gingen. Hieraus ist zu schließen, daß die Instabilitätszonen (19b) bzw. (19c) gar nicht erreicht wurden.

Ferner beobachtete Aigner bei den Sirenen nach Abb. 1 noch die Erscheinung, daß sie bei sehr großen Amplituden oberhalb der schwingenden und infolgedessen halbperiodisch sich abwärts krümmenden Platte Kavitation ergaben, indem sich hier eine große Luftblase bildete. Bei einer bestimmten Größe der Luftblase war dann ein Tönen nicht mehr zu erzielen. Der Vorgang spielte sich so ab, daß die Vorrichtung nach Anstellung der Wasserströmung kurzzeitig aufbrüllte und dann unter Kavitation oberhalb der Platte wieder schwieg. Dieser Vorgang erklärt sich nach Gleichung (19b) und (19c) so, daß infolge der Kavitation der in M enthaltene Flüssigkeitsanteil verschwand, wodurch sich die Grenze $\lambda\sqrt{\alpha}$, unterhalb deren der Tonbetrieb möglich ist, herabgesetzt wurde. Die Sirene kommt infolge der Kavitation vorzeitig in das instabile Gebiet. Dieser Mangel wurde, wie Aigner berichtet, leicht durch das in Abb. 1 in der Platte ersichtliche kleine zentrale Loch beseitigt, so daß durch Nachströmen von Wasser aus dem Innern die Kavitation verhindert wurde. Im Falle von Abb. 2 konnte Kavitation nicht auftreten, weil die Platte sich nicht krümmte und demzufolge die Wassernachströmung in das Kavitationsgebiet gesicherter war.

Ich schließe hiermit die Betrachtung, indem ich Herrn Professor Dr. F. Aigner in Wien für die Überlassung von Konstruktionszeichnungen seiner Sirenen meinen besten Dank ausspreche.

VI.

Zusammenfassung: Plattenförmige Körper, die senkrecht zu ihrer Ebene federnd in einer Flüssigkeit angebracht sind, werden unter gewissen Bedingungen in Schwingungen versetzt, wenn die Flüssigkeit auf einer Seite an ihnen vorbeiströmt. Diese Erfahrung ist bisher bei gefederten Pumpenventilen und den sogenannten Oszillatorsirenen gemacht worden. Die theoretische Behandlung der Erscheinung ist mit Hilfe der allgemeinen Grundsätze der Mechanik bzw. der Hydrodynamik möglich und führt zur Aufstellung von Bedingungsgleichungen, die das Auftreten der Erscheinung beherrschen, und in welche die Plattenabmessungen, ihre Eigenfrequenz, Dämpfung und die Strömungsgeschwindigkeit eingehen.

(Eingegangen am 21. Juni 1924.)

Reißdiagramme von Senderöhren.

Von H. Rukop.

(Fortsetzung aus Nr. 7.)

C. Die Diagramme variablen Gitterwiderstandes.

(Gitterwiderstandsdiagramme.)

Die Amplitude der Schwingungen eines Röhrensenders läßt sich unter anderem auch dadurch variieren, daß, während E_A, I_S, $\mathfrak{R}$ und k kon-

stant gehalten werden, nur der Gitterwiderstand geändert wird. Es entsteht dann die im vorigen Abschnitt (III B) schon diskutierte negative Spannung am Widerstand, die, vergleichbar der Gitter-

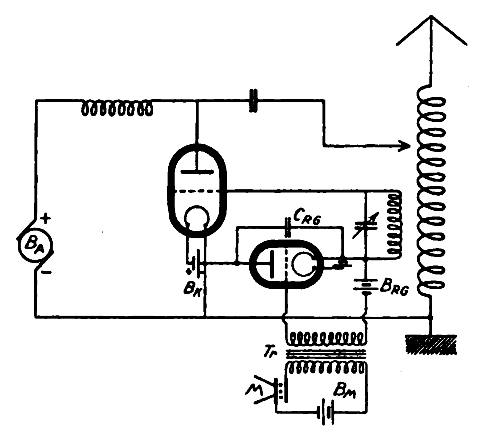


Abb. 30. Gitterwiderstandstelephonieschaltung.

spannungsmethode, die Amplitude erniedrigt. Auf dieser Erscheinung beruht eine wichtige und verbreitete Telephoniemethode, die Gitterwiderstandstelephonie (Abb. 30). Bei dieser dient als variabler Gitterwiderstand die Anoden-Kathodenstrecke einer zweiten Röhre, deren Widerstand durch veränderliche Gitterspannung, nämlich die vom Mikrophon gelieferte Sprechspannung, gesteuert wird. Man erhält hierbei ebenfalls Reiß-, Spring- und Pendelerscheinungen, die spezielle Diagramme ergeben.

Auch hier sind zwei verschiedene Schaltungen zu betrachten, ähnlich wie in III B, nämlich erstens die, in der der Widerstand nur vom Gitterstrom durchflossen ist, und zweitens die, in der der Anodenstrom hindurchfließt. Obgleich im zweiten Falle der Anodenkreis an den Vorgängen mitwirkt, so sind die entsprechenden Diagramme doch durchaus zu den Gitterdiagrammen zu zählen, da die amplitudenändernde Einwirkung nur über die Gitterseite geschieht.

In den Gitterwiderstandsdiagrammen soll als Abszisse für jedes Diagramm die wirklich entstehende Gittergleichspannung einschließlich einer etwa eingebrachten festen, also $E_G + E_{RG}$, dienen. Durch Veränderung des Gitterwiderstandes allein erhält man eine Linie des Diagramms, und zwar ist auf jeder Linie die Rückkopplung k konstant. Jedes Diagramm enthält nun eine Schar von Linien, deren Parameter k ist. Wir haben es in einem solchen Diagramm also mit zwei unabhängigen Variablen, nämlich dem Gitterwiderstand und der Rückkopplung, zu tun und mit zwei abhängigen variablen, der Gesamtgitterspannung und der Kreisstromstärke. Daß die abhängige Variable, nämlich $E_G + E_{RG}$ hier zur Abszisse gemacht wird, ergibt sich aber zwanglos aus den Diagrammen der früheren Abschnitte und ermöglicht eine einheitliche Betrachtungsweise. Es ist noch zu bemerken, daß jede Linie eines Gitterwiderstandsdiagramms einen Ausgangspunkt hat, nämlich den, bei welchem $R_G = 0$ ist, und zwar kann man diese Ausgangspunkte sowohl im Gitterwiderstandsdiagramm als auch an identischen Stellen des Grunddiagramms einzeichnen, wie an Abb. 31 noch auseinandergesetzt wird. Die Ausgangspunkte sind, wo besonders darauf geachtet werden *soll*, mit kleinen Kreisen bezeichnet.

1. Widerstand nur vom Gitterstrom durchflossen.

a) Amplitudenunabhängiger Widerstand.

Zunächst sollen zur prinzipiellen Klärung dieser Verhältnisse Diagramme gezeigt werden, die mit

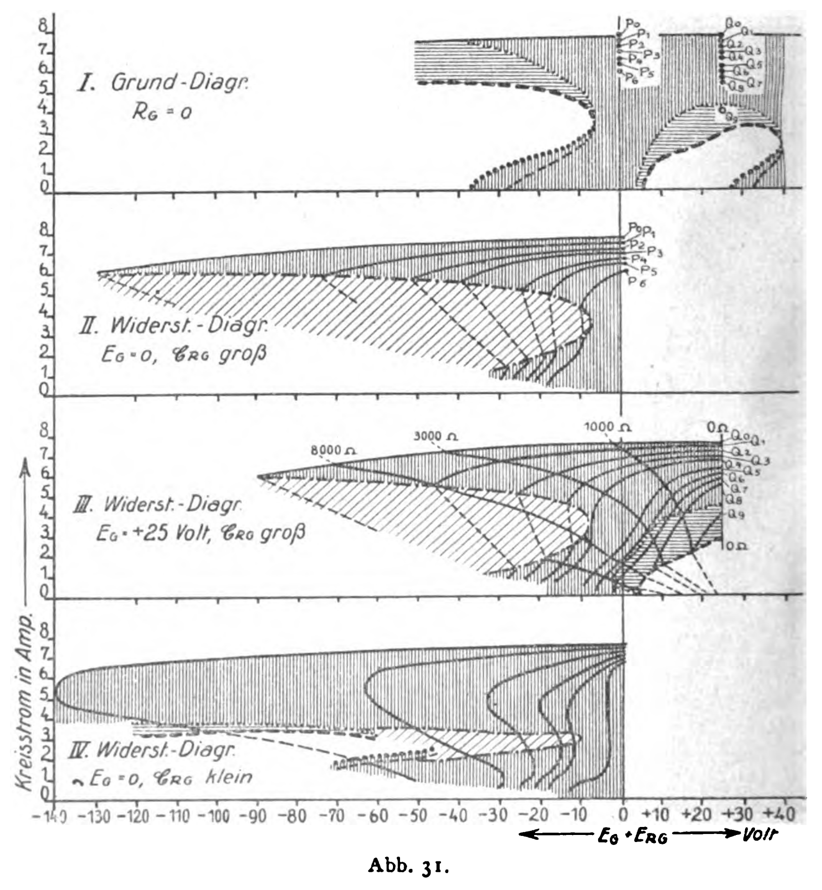


Abb. 31.

amplitudenunabhängigen, also reinen Ohmschen Widerständen gemessen sind, sowohl bei großen als auch kleinen Kondensatoren (Abb. 31).

Für die Praxis ist allerdings der Fall des amplitudenunabhängigen Widerstandes nicht maßgebend, denn die durch Sprache beeinflußten Röhren dürften kaum jemals solche vorstellen. Zum Verständnis ist er aber sehr dienlich.

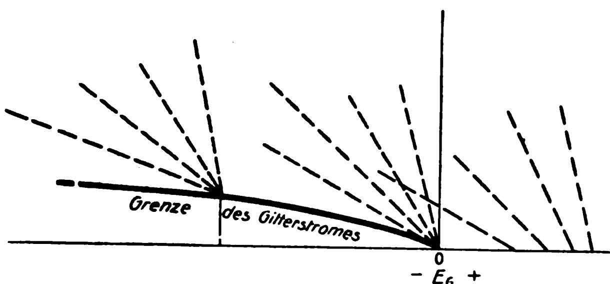


Abb. 32. Linien konstanter Gitterwiderstände.

Wie bei den Spannungsdiagrammen mit festem Gitterwiderstand, so tritt auch hier ein erheblicher Unterschied zwischen den Diagrammen bei verschieden großen Kondensatoren parallel zum Gitterwiderstand auf, und zwar können wir uns so wie vorstehend auf den Fall des großen Kondensators und den des kleinen beschränken.

α) C_{RG} groß.

Abb. 31 I ist das Grunddigramm. Abb. 31 II zeigt dann ein Widerstandsdiagramm bei großem Kondensator C_{RG}, dessen Ausgangspunkte im Grunddiagramm, Abb. 31 I, als auch in Abb. 31 II selbst mit P_0, P_1, P_2 usw. bezeichnet sind, bei dem also mit anderen Worten stets von $E_G = 0$ ausgegangen wird bei sowohl bester Rückkopplung (P_0) als allmählich loser werdender (P_1, P_2 usw.). In den Widerstandsdiagrammen 31 II und III fällt zunächst wieder die große Ähnlichkeit mit dem Grunddiagramm auf, wenigstens in der Lage des A-Bogens sowie auch der Reiß- und Springlinie des Bereiches A von 31 I im Vergleich zu der Begrenzung des Pendelbereiches A in Abb. 31 II.

Abb. 31 III zeigt ein Diagramm, das sich von 31 II dadurch unterscheidet, daß die Ausgangspunkte für die Arbeitslinien nicht bei $E_G = 0$, sondern bei $E_G = + 25$ Volt liegen (siehe die Punkte Q_0, Q_1, Q_2 ... usw. sowohl im Grunddiagramm 31 I als auch in 31 III). Zunächst ist durch das Ausgehen von $E_G = + 25$ Volt ein großer Teil des Bereiches C meßbar geworden, was im Diagramm 31 II nicht der Fall war. Im Diagramm 31 III sind ferner einige bisher noch nicht vorgekommene Linien enthalten, nämlich eine Schar Linien veränderter Rückkopplung aber konstanten Gitterwiderstandes (siehe die Linien 0 Ω, 1000 Ω, 3000 Ω, 8000 Ω, 15000 Ω) die man natürlich ebensowohl im Diagramm 31 II hätte messen und eintragen können. Diese Linien, die hier allgemein w-Linien heißen sollen, beginnen in 31 III bei losester Rückkopplung und natürlich bei $E_G = + 25$ Volt. Daher beginnen sie zwar beim Kreisstrom Null, aber scheinbar nicht bei $E_G = + 25$ Volt, sondern bei um so kleineren Spannungen, je größer R_G ist, und zwar letzteres deswegen, weil der im Ruhezustande vorhandene Gittergleichstrom bei $E_G = + 25$ Volt schon einen merklichen Abfall an den größeren Gitterwiderständen hervorruft. Bei $E_G = 0$ beginnen alle Linien konstanten Widerstandes fächerartig im Ausgangspunkt. Bei negativem Ausgangspunkte beginnen sie auch sämtlich auf der X-Achse bei der richtigen Spannung, steigen aber sämtlich gemeinsam senkrecht hoch, und verzweigen sich erst an der Grenze $I_G = 0$ (vgl. eine solche in Abb. 8, I. Teil der Abhandlung). Die ebengenannten drei Fälle sind in Abb. 32 schematisch gezeichnet.

Sowohl in 31 II als in 31 III zeigt sich die große Ähnlichkeit der Umrisse des Pendelbereiches A mit den inneren (Ausgangs)-Linien des Bereiches A im Grunddiagramm 31 I, ferner der Reißlinien des Bereiches C in 31 III und 31 I.

Eine genauere Messung dieser Verwandtschaft zeigt Abb. 33, in dem sowohl das Grunddiagramm einer Röhre, als auch deren Widerstandsdiagramm, als auch ein Spannungsdiagramm mit festem R_G (6000 Ohm) unter sonst gleichen Bedingungen, die beiden letzten Diagramme bei sehr großem C_{RG} (20 μF), aufgetragen sind.

Es bedeuten dort:

$S_1\,Gr$	die Springlinie	des Bereiches A	im Grunddiagramm.
$S_2\,Gr$	die Scheitellinie		
$R_1\,Gr$	die Reißlinie		
$R_2\,Gr$	die Fußpunktlinie		
$S_3\,Gr$	die Springlinie	des Bereiches C	im Grunddiagramm.
$R_3\,Gr$	die Reißlinie		

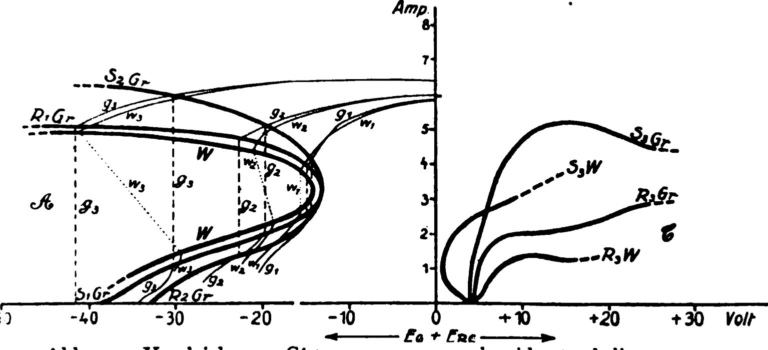


Abb. 33. Vergleich von Gitterspannungs- und -widerstandsdiagramm.

WW die Umrisse { des Bereiches A (Pendeln), } im Widerstandsdiagramm.
$S_3\,W$ die Springlinie } des Bereiches
$R_3\,W$ die Reißlinie } C

g_1, g_2, g_3 usw. sind Linien konstanter Rückkopplung aus dem Grunddiagramm, die die oben beschriebene Reiß-Spring-Hysteresis zeigen.

m_1, m_2, m_3 usw. sind ebenfalls Linien konstanter Rückkopplung von genau gleichem k wie entsprechend g_1, g_2, g_3 usw., und zwar teilweise aus dem Widerstandsdiagramm, teilweise aus dem Spannungsdiagramm mit festem Widerstand.[13]) Sämtliche Diagramme der beiden letztgenannten Diagramme haben mit großer Genauigkeit die Grenzpunkte des Pendelbereiches gemeinsam auf der Linie WW liegen, die zwar vollkommen den Spring- und Reißlinien des Grunddiagramms $S_1\,Gr$ und $R_1\,Gr$ angeschlossen ist, aber selbst noch bei $C_{RG} = 20\,\mu F$ eine genau erkennbare Distanz von ihnen hat, wie die Abb. 33 zeigt. Die Linien $S_3\,Gr$ und $R_3\,Gr$ bezeichnen den Spring-Reiß-Bereich C im Grunddiagramm, und $S_3\,W$ und $R_3\,W$ die entsprechenden Linien im Diagramm mit Widerstand, das tatsächlich an dieser Stelle nur Reißen und Springen, kein Pendeln zeigt. Hier sieht man, daß auch im Bereich C das Reißgebiet unverkennbar etwas kleiner ist als das des Grunddiagramms, ebenso wie im Bereich A.

β) C_{RG} klein.

Die einfachen Verhältnisse im Widerstandsdiagramm gehen verloren beim Übergang von großem C_{RG} zu kleinem. Schon die Spannungsdiagramme mit festem R_G zeigten dies (vergleiche Abb. 27 III und V im Abschnitt III B 1). Einerseits nimmt die Breite des labilen Gebietes dadurch ab, andrerseits wird das Feststellen des Pendelns weniger korrekt, da es allmählich sanfter wird und an den Grenzen, insbesondere im A-Bogen, mit dem sauberen Folgebereich allmählich verschwimmt, so daß schließlich das Feststellen des A-Bogens eine Frage der Meßgenauigkeit wird, im Gegensatz zu dessen sehr leichter Feststellbarkeit bei großem C_{RG}. Wenn man zunächst auf Abb. 27 V zurückgreift, so wird man mit Recht annehmen, daß auch im Widerstandsdiagramm eine ähnliche Verbesserung gegen das Grunddiagramm eintreten muß, da sich ja jedes Widerstandsdiagramm aus einzelnen Teilen der Spannungsdiagramme mit verschiedenen festen Widerständen zusammensetzen läßt, und zwar folgendermaßen:

Jede Linie konstanten Widerstandes im Widerstandsdiagramm (vgl. z. B. Abb. 31 III) muß identisch sein mit je einer Linie von konstantem E_G aus einer Schar von Spannungsdiagrammen mit verschiedenen festen Gitterwiderständen. Dieses konstante E_G ist natürlich das, auf dem die Anfangspunkte des Widerstandsdiagramms liegen, und wenn man die genannte Schar von Spannungsdiagrammen nach $E_G + E_{RG}$ auftrüge, so wären die betreffenden Linien kongruent. Trüge man sie aber nach E_G auf, so läßt sich sagen, daß die Existenz von Fehlstellen im Widerstandsdiagramm überhaupt damit identisch ist, daß im Spannungsdiagramm der A-Bogen (vgl. Abb. 27 IV) von gewissen festen R_G an nach rechts über die Nulllinie vorstößt.

Ein Beispiel für ein Widerstandsdiagramm mit kleinen C_{RG} zeigt Abb. 31 IV, im Vergleich zu großem C_{RG} (31 II). Das Diagramm 31 IV weist gegenüber 31 II eine viel geringere Höhe des Pendelbereiches auf, und gleichzeitig treten S-förmige Linien konstanter Rückkopplung in Erscheinung. Ferner ist hier im Bereich A ein Spring-Reiß-Gebiet zu sehen, während bei großem C_{RG} sich das Pendelgebiet bis zum Anspringen und Wegreißen erstreckt. Im vorliegenden Diagramm 31 IV liegt der A-Bogen deutlich bei derselben Abszisse, wie bei großem C_{RG}, also auch wie im Grunddiagramm. Dies ist aber keineswegs eine allgemeingültige Regel, wie es ja auch der aus Abb. 27 I und V abgeleiteten Erwartung zunächst widerspricht.

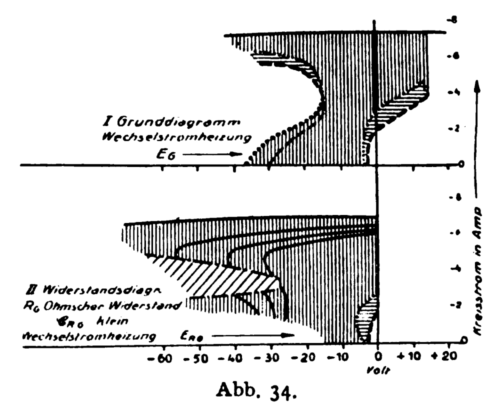


Abb. 34.

Die Erfahrung zeigt hier, daß durchschnittlich die Verbesserung des Diagramms um so größer ist, je weiter schon im Grunddiagramm der A-Bogen nach links liegt, eine Tatsache, die vermittelst einer graphischen Darstellung in III D leicht zu verstehen ist. Einen durchschnittlichen Fall zeigt Abb. 34. Aber gerade in diesen Diagrammen gibt es oft große scheinbare Regellosigkeiten, wie aus den Abb. 35 und 36 ersichtlich ist. Die Abbildungen betreffen zwei Röhren, die in der Type identisch sind (1,5 kW), und die sowohl in der Charakteristik als auch im Grunddiagramm kaum voneinander unterscheidbar waren

[13]) Von den zahlreichen gemessenen Linien sind der Deutlichkeit wegen nur m_1, m_2, m_3 (in Abb. 33 fälschlich w_1, w_2, w_3 bezeichnet) und g_1, g_2, g_3 in die Abb. 33 eingetragen.

(vgl. 35 I und 36 I). Der Unterschied in den Widerstandsdiagrammen (35 II und 36 II) ist aber ein enormer. Während bei 35 II das Pendelgebiet etwa ebenso vorgeschoben ist, wie der *A*-Bogen im Grunddiagramm, ist in 36 II das Pendelgebiet ungeheuer weit nach links verschwunden. Der Grund hierfür ist zwar nicht präzise angebbar, aber er ist keineswegs so entlegen, wie man zunächst vermutet. Es kommt nämlich bei diesen beiden Diagrammen auf außerordentlich kleine Unterschiede an. Z. B. kann von zwei Straßen die eine ganz überschwemmt, die andere aber ganz trocken sein, obwohl die eine nur 5 cm höher liegt als die andere. Etwas Ähnliches ist hier bezüglich der Linien konstanter Rückkopplung (*k*-Linien) und der konstanten Widerstandes (*w*-Linien) der Fall, wie solche in 36 II eingezeichnet sind. Man sieht, daß diese beiden Scharen in gewissen Teilen annähernd parallel laufen. Eine minimale Neigungsverschiedenheit nach der einen oder anderen Seite kann nun das Diagramm weitgehend sauber oder auch vollständig vom Pendeln durchsetzt machen, wie in III D näher auseinandergesetzt ist. Mehrere andere Diagramme variablen reinen Ohmschen Widerstandes sind noch im nächsten Abschnitt (b) zum Vergleich mit denen amplitudenabhängigen Widerstandes zu sehen.

b) Amplitudenabhängiger Widerstand.

In der Praxis ist der wesentlich wichtige Fall nur der, daß der variable Gitterwiderstand aus einer gesteuerten Röhre besteht (vgl. Abb. 30). Eine solche Röhre stellt nun keineswegs einen reinen Ohmschen Widerstand veränderlicher Größe vor, d. h., bei einer bestimmten Einstellung der Steuerung (Gitterspannung) ist das Verhältnis von Anodenspannung zu Anodenstrom keineswegs eindeutig, sondern es ist amplitudenabhängig. Je nach den verwendeten Röhrentypen, Vorspannungen usw. sind verschiedenartig amplitudenabhängige Widerstände möglich. Es ist deshalb erforderlich, zu untersuchen, welche Widerstandsfunktionen den vorliegenden Zweck am besten zu verwirklichen gestatten würden, und solche praktisch aufzusuchen. Hier bietet sich eine Lösung, die bei mehreren in der vorliegenden Abhandlung behandelten Problemen wiederkehrt, und deren Vorteile vielleicht am klarsten aus den Absorptionsröhrendiagrammen des späteren Abschnittes V „Kreisdiagramme" ersichtlich sind. Das Prinzip dieser Lösung ist das folgende: Bei der Herabsetzung der Amplitude eines Röhrensenders durch variable Widerstände in jeglicher Schaltung soll der Widerstand eine solche Amplitudenabhängigkeit haben, daß er stets bis zu Amplituden der jeweils gewünschten Höhe überhaupt nicht in Erscheinung tritt, über diese Amplituden hinaus aber möglichst vollständig schwächend oder bremsend wirkt. D. h. also, dieses Organ soll jedesmal bis zu einer Amplitudengrenze, deren Höhe durch das Steuerorgan (hier stets die Gitterspannung) einstellbar sein muß, einen möglichst kleinen Widerstand haben und darüber hinaus einen unendlichen, wenn es nämlich direkt von dem zu schwächenden Strom durchflossen wird; dagegen soll es bis zu dieser Grenze einen unendlich großen und darüber hinaus einen möglichst kleinen Widerstand haben, wenn es die Schwächung durch Energieentziehung in Parallelschaltung bewirkt.

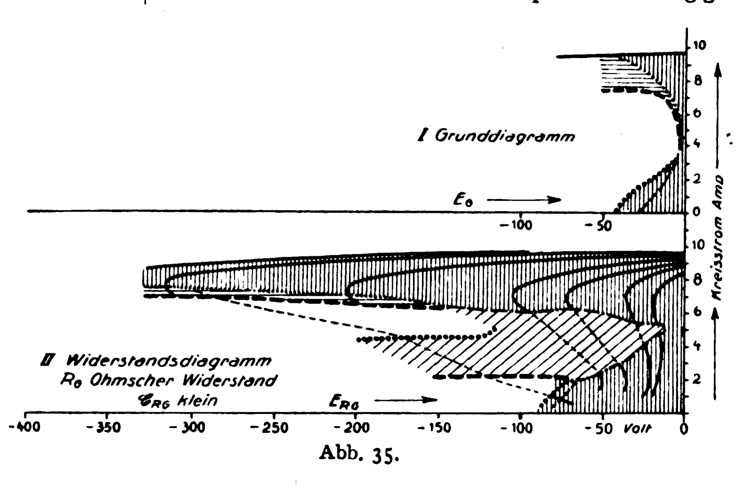


Abb. 35.

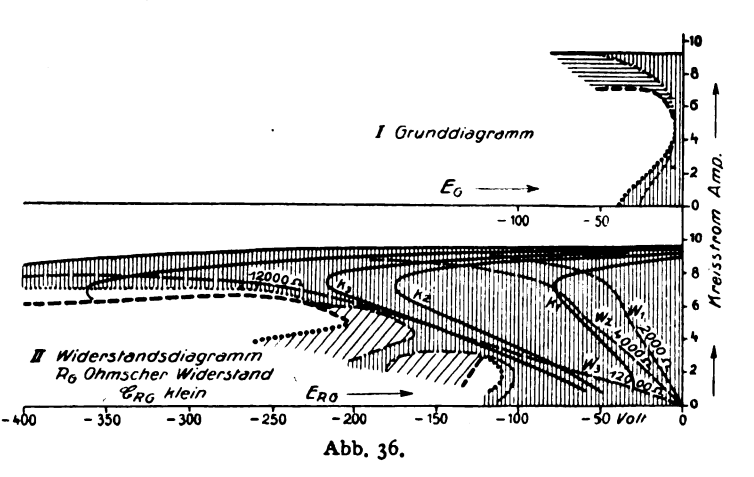


Abb. 36.

α) Positive Gitterspannung an R_G.

In der vorliegenden Schaltung (Abb. 30) wird die Steuerröhre direkt von dem herabzusetzenden

Gitterstrom durchflossen. Daher ist es hier erwünscht, eine Röhre zu verwenden, die für den zur Erreichung der vollen Schwingungsamplitude notwendigen Gitterstrom einen sehr niedrigen

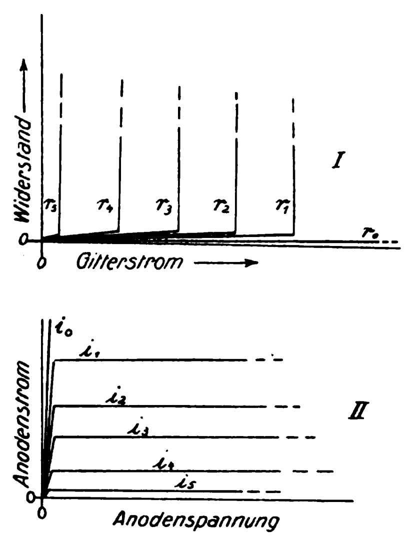


Abb. 37. Ideale Charakteristiken.

Widerstand r_0 hat (siehe Abb. 37 I), die aber dann zur Herabsetzung des Gitterstromes der Schwingungsröhre und dadurch der Schwingungsamplitude begrenzend wirken kann (siehe r_1, r_2, r_3 usw. Abb. 37 I), wenn sie entsprechend gesteuert wird. Die dazu nötigen AnodenstromAnodenspannungscharakteristiken zeigt Abb. 37 II. Eine normale Hochvakuumröhre mit Gitter ist nun wohl imstande, eine Anodencharakteristikenschar ähnlich der idealen in Abb. 37 II entworfenen zu geben, allerdings nur mit gewisser Annäherung. Hierzu ist notwendig eine Röhre zu verwenden, deren Anodenspannungsabhängigkeit sehr gering ist, d. h., deren Durchgriff klein ist, so daß der durchgelassene Strom bei $E_G = 0$ auch annähernd Null ist, und praktisch nur von der Gitterspannung abhängt, wie Abb. 38, eine gemessene Charakteristikenschar, zeigt. Es wird dann stets nur bei positiver Steuerspannung gearbeitet.

Wenn die Widerstandskurven dieser Röhren den ideal geforderten dann auch im Prinzip ähnlich sind, so bleibt doch als ein oft merklicher Fehler die Tatsache, daß von $E_A = 0$ an bis zu dem jeweiligen Knick der Anstieg noch unerwünscht flach, d. h. der Widerstand viel größer als Null (meist mehrere Hunderte Ohm) ist, außerdem bei kleinstem E_A größer als bei mittlerem, eine Erscheinung, die immer das Springen befördert.

Es ist nun eine interessante Frage, ob wirklich die Widerstandsdiagramme mit solchen Röhren günstiger ausfallen, als mit reinen Ohmschen Widerständen, bzw. wie sie sich allgemein unterscheiden. Natürlich spielt hier wieder die Größe von C_{RG} eine Rolle. Da aber für die Praxis das kleine C_{RG} allein von Bedeutung ist, soll hier gleich zu solchem übergegangen werden.

Abb. 39 zeigt vier Diagramme einer Röhre, das Grunddiagramm (I), ferner zwei Diagramme variablen reinen Ohmschen Widerstandes (II und

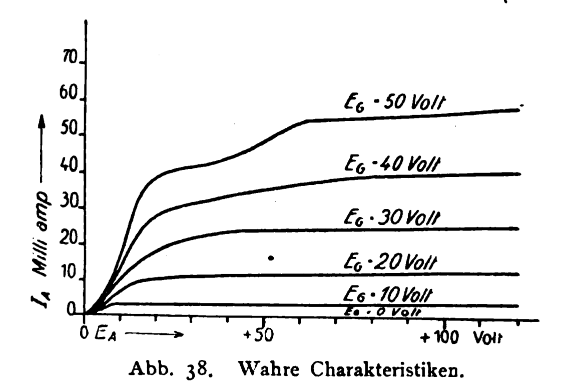


Abb. 38. Wahre Charakteristiken.

III) und schließlich ein Diagramm mit Gitterwiderstandsröhre (IV). Die Diagramme II und III unterscheiden sich in ihren Bedingungen nur dadurch, daß bei II von $E_G = 0$, bei III von $E_G = + 36$ Volt ausgegangen ist. Die Wirkung

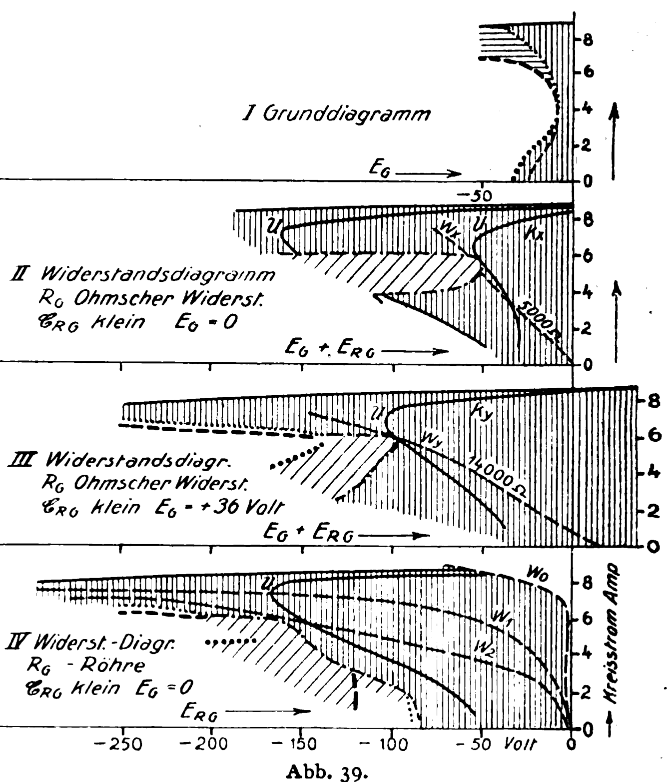


Abb. 39.

dieses Unterschiedes ist recht bedeutend, denn während II gegenüber dem Grunddiagramm schon merklich verbessert ist, ist es III noch bedeutend mehr. Außerordentlich groß ist aber die Verbesserung in IV. Man beachte die Definition der Verbesserung eines Widerstandsdiagramms. Es kommt hier nämlich nicht darauf an, bis zu welcher Abszisse die Fehlstellen reichen, denn dann wäre IV schlechter als III, da III bis — 100 Volt, IV nur bis — 85 Volt rein ist. Vielmehr muß die Sauberkeit des Diagramms danach beurteilt werden, an welcher k-Linie oder an welcher w-Linie die Fehlstellen beginnen. Die k-Linien bezeichnet man dann am besten nach ihrem oberen Umkehrpunkt (siehe U in II, III und IV), die w-Linien nach der Ohmzahl. Da aber letzteres bei der Widerstandsröhre nicht möglich ist, bleibt man am besten bei der Beurteilung nach Umkehrpunkten der k-Linien. Demnach ist das Diagramm II bis zum Umkehrpunkt — 55 Volt sauber, III etwa bis — 105 Volt und IV dürfte etwa bis — 180 Volt sauber sein.

Die Gründe für die Verbesserung der einzelnen Diagramme gegeneinander sind in III D eingehend behandelt, sie liegen, wie vorausgeschickt werden soll, in der Steilheit bzw. Flachheit der w-Linien. Am Diagramm 39 IV zeigen die w-Linien, d. h. hier Linien konstanter Gitterspannung an der Widerstandsröhre, einen recht auffallenden Verlauf. Zunächst gelingt es nicht, die wahre Ausgangslinie $E_G = 0$ zu erreichen, sondern man bleibt ein gewisses Stück davon ab (w_0), das dadurch gegeben ist, daß der Widerstand einer Röhre nicht Null werden kann. Interessanter ist aber noch der Verlauf der Linien größeren Widerstandes, wie z. B. w_1 und w_2, die hier nämlich ein Abbild der Charakteristiken (Abb. 38) sind und durch diese relativ stark geknickte Form besonders günstig wirken (vgl. III D). Die eben beschriebene Abb. 39 kann man bezüglich des Verhältnisses von Grunddiagramm (I) zu Widerstandsröhrendiagramm (IV) als ein zwar recht gutes aber doch normales Resultat bezeichnen. Etwa gleichartige Verhältnisse sind auch noch in einer Diagrammserie im Abschnitt III C 2 zu finden.

Es gibt aber einige besondere Fehler, die in diesen Diagrammen manchmal auftreten. Einen solchen zeigt Abb. 40, nämlich den dort vorhandenen Bereich E. Dieser stammt keineswegs schon aus dem Grunddiagramm, sondern ist lediglich durch die Widerstandsröhre verursacht, wie schon weiter oben in diesem Abschnitt angedeutet wurde. Die Ursache dürfte der schon genannte sehr flache Anstieg des Anodenstromes (siehe Abb. 38) bei kleinsten E_A- und I_A-Werten sein, der den Widerstand dort besonders groß macht.

Während dieser Bereich E in Abb. 40 immerhin nur eine geringe Wichtigkeit hat, da man ihm leicht ausweichen kann, indem man z. B. auf der Linie k_1 arbeitet, zeigt Abb. 41 ein Diagramm, das man als unbrauchbar bezeichnen muß. Zu-

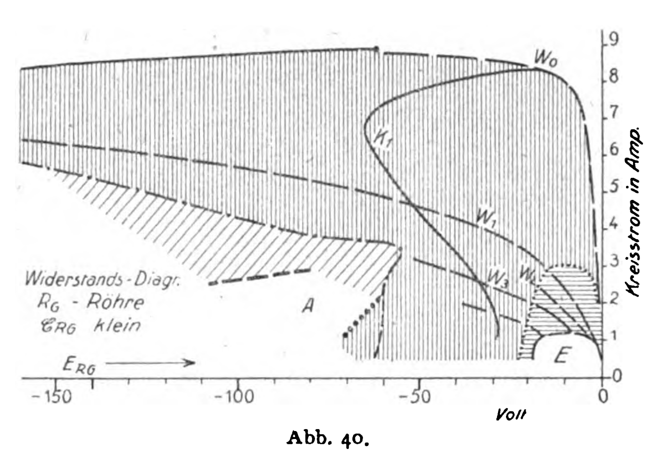


Abb. 40.

nächst fällt an diesem Diagramm auf, daß die k- und w-Linien bis zu kleinen positiven Spannungen reichen (siehe w_0) obgleich die Ausgangslinie $E_G = 0$ ist. Diese Erscheinung dürfte auf sekundäre Kathodenstrahlung zurückzuführen sein. Sie

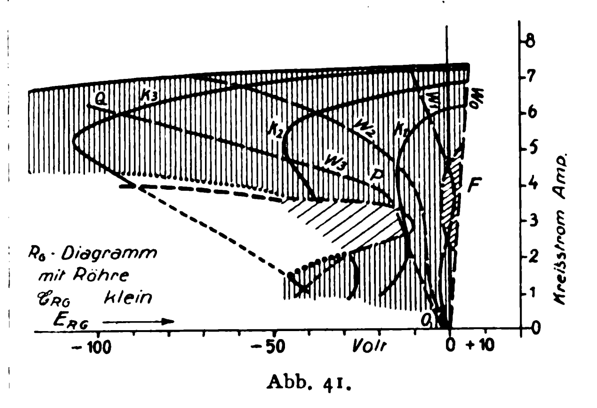


Abb. 41.

ist aber nicht von Bedeutung, und selbst der besondere kleine Pendelbereich F, der längs der Linie w_0 etwa von 2 Amp. bis 5 Amp. reicht, würde das Diagramm nicht ernstlich schädigen. Vielmehr liegt die Ursache der Unbrauchbarkeit in Bereich A. Der Pendelausläufer des Bereiches A stößt nämlich bis zum Umkehrpunkte — 12 Volt vor, und man muß, um eine glatte Telephonielinie zu finden, schon von 6 Amp. ausgehen (siehe k_1) statt von 7,40 Amp., was etwa 40 % Verlust an Antennenleistung bedeutet. Der Grund hierfür läßt sich wohl rein äußerlich angeben. Das Diagramm gehört zu einer Röhre, deren A-Bereich an und für sich schon ziemlich nahe der Linie $E_G = 0$ liegt, nämlich zu derselben Röhre, wie die Diagramme Abb. 31. Dort ist in IV schon

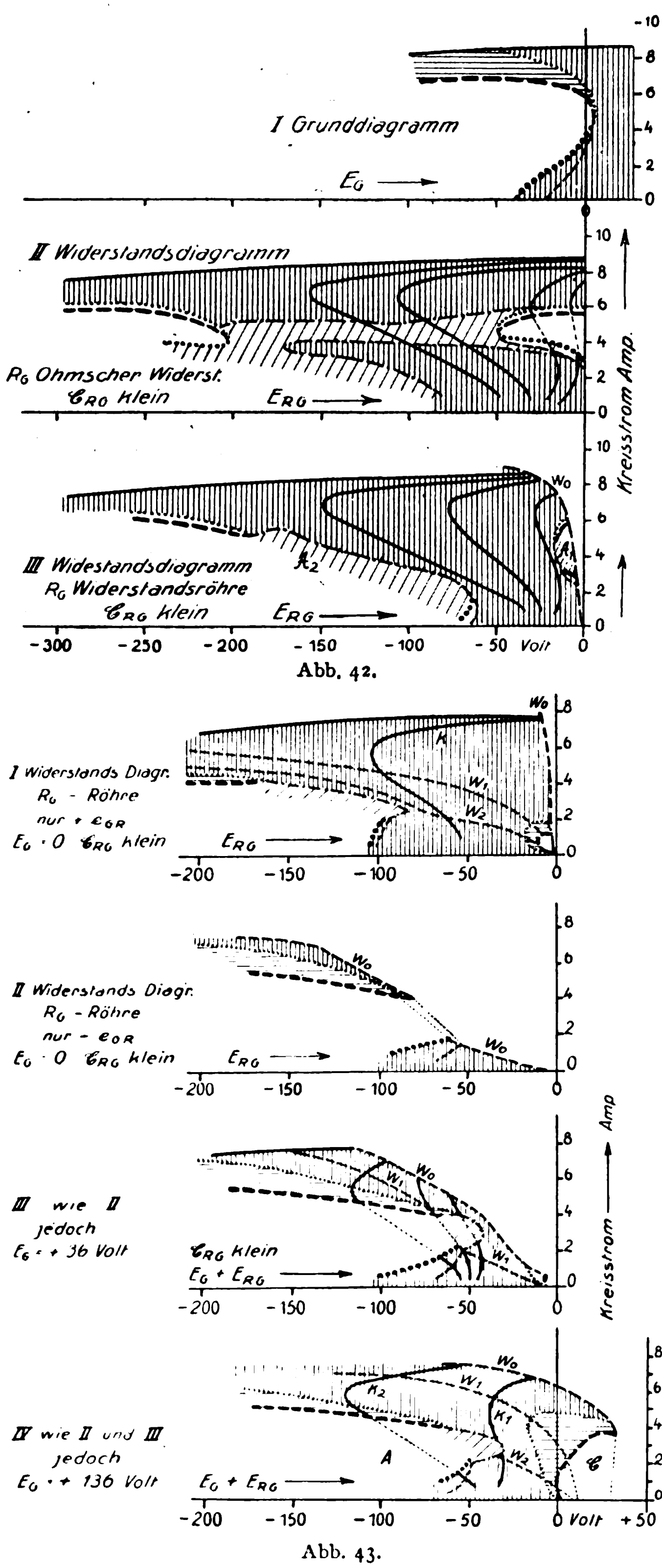


Abb. 43.

die geringe Verbesserung im Widerstandsdiagramm mit variablen Ohmschen Widerstande aufgefallen.

In Abb. 41 ist nun an der Linie w_3 deutlich zu sehen, daß die Widerstandsröhre den A-Bereich nicht mit ihrem Sättigungsteile, dem flachliegenden Aste PQ, sondern mit ihrem Anstieg, dem viel steiler liegenden Aste OP erfaßt hat. Die hierdurch entstehende Begünstigung der Fehlstellen wird in III D ausführlich auseinandergesetzt. Warum aber bei dieser Röhre gerade die Linien so ungünstig liegen, daß ließe sich nur durch eine eingehende graphische Verfolgung aller Linien ergründen. Es gibt nämlich in dieser Hinsicht manchmal geradezu überraschend günstige Diagramme, wie das Beispiel in Abb. 42 zeigt. Hier ist absichtlich ein Grunddiagramm gewählt worden, dessen A-Bereich durch die Linie $E_G = 0$ hindurchgeht. Es ist nun unvermeidlich, daß in den Widerstandsdiagrammen die Linie $E_{RG} = 0$ genau dieselbe Reiß-Springstelle enthält, weil ja in dieser Linie $R_G = 0$ sein muß, Grunddiagramm und Widerstandsdiagramm also bezüglich dieser Linie identisch sind, wie schon bei Abb. 31 auseinandergesetzt wurde. Dies zeigen auch die Widerstandsdiagramme, sowohl das mit Ohmschen Widerstand (42 II) als auch das mit Widerstandsröhre (42 III) absolut regulär. Aber schon das Diagramm mit reinem Ohmschen Widerstande (II) zeigt eine große Verbesserungsneigung, wenngleich man streng genommen noch keine einzige saubere Telephonielinie darin findet. Eine erstaunliche Säuberung des Diagramms von Fehlstellen finden wir aber in III, bei Anwendung der Widerstandsröhre. Die Linie $E_{RG} = 0$ ist immer noch durch die Reiß-Springstelle unterbrochen, oder wenigstens ist es die Linie w_0, da man ja bis $E_{RG} = 0$ nicht vordringen kann. Dieser Bereich A_1 ist aber schon bei wenigen Volt, etwa — 20 Volt, zuende, und von da ab erstreckt sich ein breiter, sauberer Bereich bis zum Umkehrpunkte — 150 Volt, wo die anderen Teile des A-Bereiches (A_2), beginnen. Dieses Diagramm wäre für die Praxis absolut brauchbar. Warum nun gerade diese Röhre mit ihrem miserablen Grunddiagramm ein so gutes Gitterröhrendiagramm hat, und die im Grunddiagramm weit bessere (Abb. 31 und 41), ein schlechtes, das könnte man wohl vermittelst der k- und w-Linien quantitativ feststellen, aber es hier mit kurzen Worten zu sagen gelingt mir leider nicht. Der normale Fall, insbesondere bei starken Senderöhren, ist eine erhebliche Verbesserung des Widerstandsdiagramms gegenüber dem Grunddia-

gramm. Ein solcher ist auch noch im nächstfolgenden Abschnitt III C 2 enthalten.

β) Negative Gitterspannung an R_G.

Es ist notwendig, einmal mit den eben beschriebenen Diagrammen solche zu vergleichen, die zwar ebenfalls mit R_G-Röhren, also genau in der bisher beschriebenen Schaltung Abb. 30, aber bei stets negativer Gitterspannung der Widerstandsröhre aufgenommen sind. Dieser Fall ist nämlich aus Gründen, die außerhalb der Diagrammfragen liegen, von Bedeutung (siehe VII). Abb. 43 zeigt mehrere R_G-Röhrendiagramme ein- und derselben Röhren, und zwar zunächst ein solches (I) mit nur positiven Gitterspannungen an der R_G-Röhre ($+ e_{GR}$ genannt) und drei Diagramme mit nur negativen Gitterspannungen an der R_G - Röhre ($- e_{GR}$). Die drei letzteren Diagramme II, III und IV sind unter sich mit derselben R_G-Röhre gemessen, und sie unterscheiden sich voneinander nur durch die Ausgangspunkte, d. h. durch die verschiedenen E_G-Werte. Im Diagramm II ist $E_G = 0$, die Ausgangslinie ist also dieselbe wie in Diagramm I. Der Unterschied zwischen diesen beiden Diagrammen ist aber außerordentlich groß, denn während I ein recht gutes ist, ist II absolut unbrauchbar. Es muß hier hinzugefügt werden, daß die R_G-Röhren in beiden Fällen nicht etwa die gleichen waren, sondern daß schon jedesmal eine möglichst diesem Zwecke angepaßte verwendet wurde. Die notwendigen Eigenschaften der Röhren in beiden Fällen lassen sich leicht angeben. Für I ist dies bereits geschehen, und es kommt neben großer Steilheit, guter Sättigung und geringen Sekundärstrahlungsausbuchtungen, d. h. also möglichst rechtwinkliger Charakteristik auf kleinen Durchgriff an. Im Falle II kommt es aber darauf an, daß bei voller Senderöhrenamplitnde die Anodenspannung an der R_G-Röhre, also gleichzeitig die Spannung E_{RG}, d. h. der Spannungsabfall des Gitterstromes der Senderöhre an der Widerstandsröhre bei $e_{GR} = 0$ recht klein ist, weil sonst ein großer Teil des Diagrammes verloren geht, indem das Gebiet zwischen $E_G = 0$ und w_0, der Linie kleinsten R_G-Widerstandes, sehr breit wird. Hierzu muß aber neben sehr großer Steilheit auch der Durchgriff groß sein, während es auf Sekundärstrahlung nicht ankommt. Obgleich die R_G-Röhre bezüglich dieser Forderungen schon ziemlich günstig war, ist doch bei voller Senderamplitude zum Durchgang des Gitterstromes der Senderöhre von etwa 25 Milliampere etwa 140 Volt Anodenspannung bei $e_{GR} = 0$ an der R_G-Röhre, d. h. also ein $E_{RG} = - 140$ Volt, notwendig geworden. Die Linie w_0 (identisch mit $e_{GR} = 0$) erreicht also erst bei $E_{RG} = - 140$ Volt die volle Senderamplitude. Ein sehr breiter Teil aus dem Diagramm geht verloren, und bereits w_0 geht durch den Springreißbereich A hindurch, der infolge der ungünstigen Krümmung der w-Linien (siehe III D) hier viel weiter nach rechts liegt, als im Diagramm I. Die Diagramme mit $- e_{GR}$ lassen sich aber gegenüber II recht merklich verbessern, indem man ebenso, wie an Abb. 39 III bereits auseinander gesetzt ist, von positivem E_G ausgeht. Wie die Diagramme II, III und IV zeigen, besteht der Erfolg hauptsächlich im Zurückgewinnen sauberer Diagrammteile im Gebiete von kleinem $E_G + E_{RG}$, und nur zum kleinen Teil in einer Verbesserung der Form der w-Linien, wie in III D im Zusammenhang mit den übrigen Kurvenformen in den Gitterdiagrammen erklärt wird. In 43 IV kann man die Telephonielinie k_1, wenn man sie noch ein wenig nach rechts verlegt (kleinere Rückkopplung), als brauchbar bezeichnen, allerdings noch mit gewissem Verlust an Kreisstromstärke. Auch auf den Fehlbereich C ist hier zu achten. Es mag ferner befremden, daß man im Diagramm 43 IV keineswegs bis zum Punkte $E_G = + 136$ Volt gelangt,

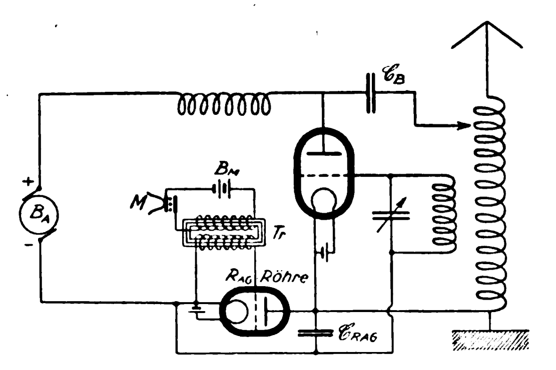


Abb. 44. Anoden-Gitter-Widerstandstelephonieschaltung.

obwohl dies der wahre Ausgangspunkt ist. Jedoch ist diese Eigentümlichkeit bereits bei den Abb. 31 III, 32 und 39 III erwähnt; sie rührt von dem Spannungsabfall des Gitterstromes an dem auch im kleinsten Falle noch recht großen Widerstand der R_G-Röhre her.

2. Widerstand vom Anodenstrom durchflossen.

Ebenso wie aus Abb. 25 die Telephonieschaltung (Abb. 30) entsteht, kann man aus der Schaltung (Abb. 28) auch eine Telephonieschaltung (Abb. 44) machen. Hier wird die Röhre also vom Anodengleichstrom durchflossen, und ihr durch die Gitterspannung veränderlicher Momentanwiderstand bringt eine wechselnde Gittergleichspannung an der Schwingungsröhre hervor, die die Amplitude beeinflußt. Wie schon die Diagramme bei festem Widerstande in dieser Schaltung (Abb. 28) denen mit nur vom Gitterstrom durchflossenem Widerstande recht ähnlich waren, so kann man das auch bei den Diagrammen variablen Anoden-Gitter-Widerstandes feststellen,

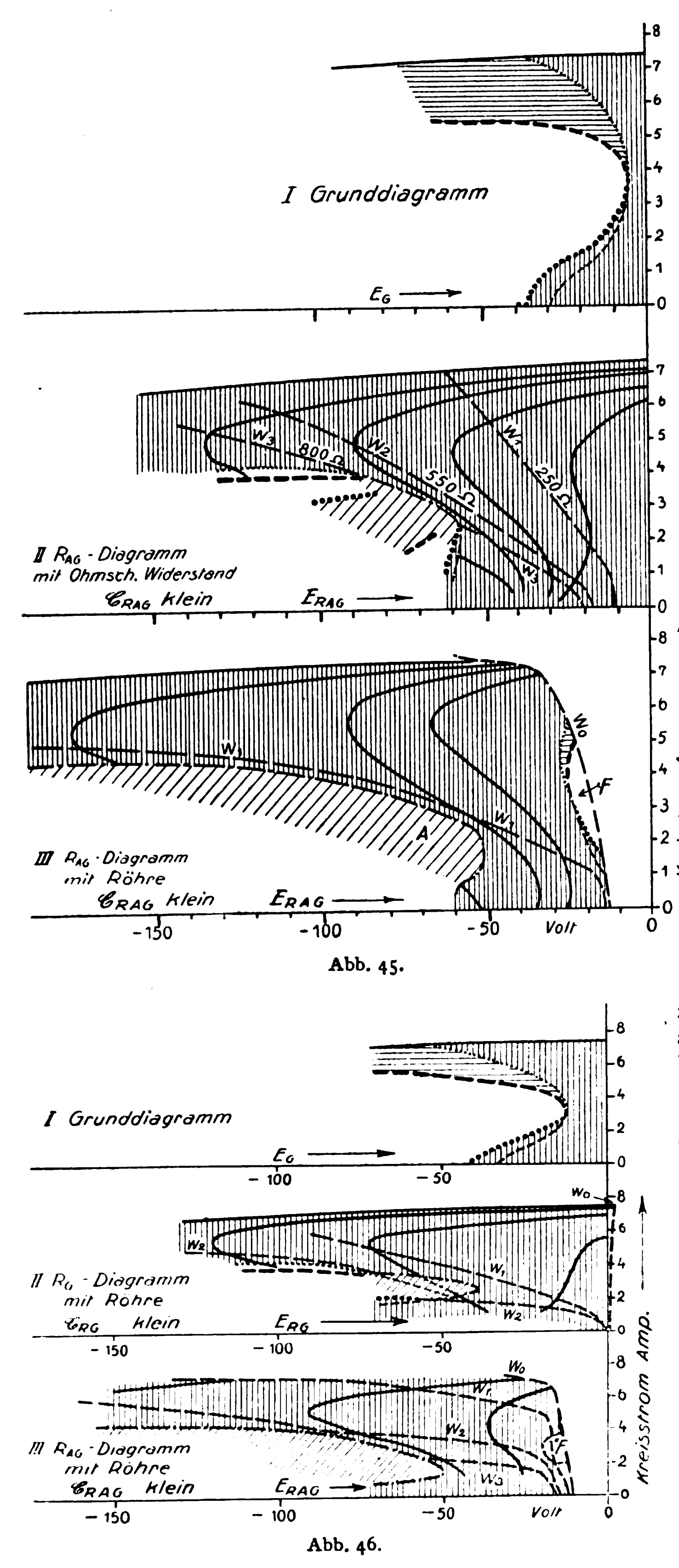


Abb. 45.

Abb. 46.

wenigsten in den Grundzügen. Für die Charakteristiken der Widerstandsröhre ergeben sich hier dieselben Bedingungen wie bei der Röhre in Abb. 30, da in beiden Fällen die Röhre als Serienorgan wirkt. Natürlich hat in der R_{AG}-Röhrenschaltung (Abb. 44), wie sie hier abgekürzt genannt sein soll, die Widerstandsröhre einen viel größeren Strom, nämlich den Anodenstrom zu führen. Man braucht also eine stärkere Röhre als in der R_G-Röhrenschaltung. Auch hier ist lediglich der kleine Kondensator parallel zur Widerstandsröhre von praktischer Bedeutung. Deshalb kann der in den vorhergehenden Abschnitten zum Verständnis genügend behandelte große Kondensator (siehe auch III D) übergangen werden. Dagegen soll zum Vergleich ein Diagramm mit veränderlichem reinen Ohmschen Widerstande in der R_{AG}-Schaltung herangezogen werden. In Abb. 45 sind drei Diagramme einer Röhre bei sonst gleichen Daten zu sehen, und zwar der Bereich A des Grunddiagramms (I), dann das ebengenannte R_{AG}-Diagramm mit variablem reinen Ohmschen Widerstande (II) und endlich das R_{AG}-Röhrendiagramm III, und zwar nur bei positivem e_{GR}. Die Verbesserung der beiden Diagramme II und III gegenüber dem Grunddiagramm (bei II etwa bis zum Umkehrpunkte — 90 Volt, bei III bis — 100 Volt) ist zwar im Prinzip nicht anormal groß, aber im vorliegenden Falle ist sie doch bemerkenswert, da es sich um dieselbe Röhre bei denselben Daten handelt, bei denen in der R_G-Schaltung sowohl mit Ohmschem Widerstande als mit Widerstandsröhre eine Verbesserung nicht gelingen wollte. (Vgl. die Diagramme Abb. 31 IV und Abb. 41.)

Manche Einzelheiten in den R_{AG}-Diagrammen weichen von denen in den R_G-Diagrammen ab. Die w-Linien z. B. gehen nicht von dem Fußpunkte der E_G-Linie aus, bei der gearbeitet wird, also sowohl in II wie in III nicht von der eigentlichen Ausgangslinie $E_G = 0$. Vielmehr muß der Ruhestrom der Schwingungsröhre schon einen Abfall an der Widerstandsröhre hervorbringen, so daß die w-Linie bei negativen Gitterspannungen die X-Achse treffen. Da auch

bis zu gewissen Schwingungsamplituden der mittlere Anodengleichstrom sich nicht ändert, gehen die w-Linien annähernd senkrecht von der X-Achse aus, um bei einem um so höheren Strom umzuknicken, je höher der Ruhestrom ist.

Im R_{AG}-Röhrendiagramm (45 III) tritt natürlich wieder ein Gebiet auf, in das man nicht eindringen kann, und zwar deswegen, weil der Widerstand der Röhre nicht gleich Null gemacht werden kann. Es ist das das Gebiet zwischen der Linie $E_G = 0$ und der w-Linie, die dem kleinsten möglichen Widerstand der Röhre entspricht (w_0). Auch ein besonderes Fehlgebiet ist in III vorhanden, der schmale Reiß-Springbereich F unmittelbar an w_0. Dieser Bereich erinnert sehr an den ähnlichen Bereich A, in Abb. 42, aber er ist mit ihm sicherlich nicht bezüglich seiner Entstehung identisch. Während nämlich der Bereich A_1 in Abb. 42 III den rechten notwendigerweise vorhandenen Teil des Bereiches A aus dem Grunddiagramm (42 I) vorstellt, ist F in 45 III, wie schon aus 45 II zu ersehen ist, nicht durch die Schwingungsröhre selbst veranlaßt, sondern durch die Charakteristik der Widerstandsröhre, die manche Einbuchtungen und Knickungen enthält, wie Abb. 38 zeigt.

Eines ist aber im Diagramm 45 III recht auffällig. Während nämlich in ihm die w-Linien wesentlich flacher verlaufen und daher günstiger, wie allerdings erst in III D auseinandergesetzt wird (vgl. w_1 in 45 III mit w_2 und w_3 in 45 II), ist das Diagramm III nur wenig günstiger als 45 II, eine Tatsache, auf die noch in III D 2b eingegangen wird.

Ein weiteres Beispiel einer R_{AG}-Röhrenschaltung zeigt Abb. 46 (III), und zwar im direkten Vergleich mit dem zugehörigen R_G-Röhrendiagramm 45 II und dem Grunddiagramm I, ebenfalls nur mit positven e_{GR} in II und III. Auch hier ist das R_{AG}-Röhrendiagramm III noch günstiger als das R_G-Röhrendiagramm, und zwar reicht das saubere Gebiet in III etwa bis zum Umkehrpunkte — 95 Volt gegenüber etwa — 55 Volt in II, bei einer in III teilweise vorzüglichen Lage der w-Linien (siehe w_2). Auch in diesem Diagramm III ist eine kleine Fehlstelle F, die an der Charakteristik der Widerstandsröhre liegt, zu beobachten, die allerdings absolut unschädlich ist, ebenso wie F im Diagramm 45 (III).

Für die Verwendung von nur negativem e_{AGR} liegen in der R_{AG}-Schaltung die Verhältnisse etwas unbequem, da man starke anormale Röhren (α sehr groß) brauchen würde. Deshalb ist hier diese Einzelheit weggelassen worden.

(Fortsetzung folgt.)

Über die spezifische Wärme von überhitzten Dämpfen.

Von R. Plank.

(Mitteilung aus dem Maschinenlaboratorium der Technischen Hochschule Danzig.)

§ 1. Empirische Gleichungen für die spezifische Wärme von Dämpfen.

Nachdem durch die Experimentalarbeiten von O. Knoblauch und seinen Mitarbeitern[1]) sehr zuverlässige Werte der spezifischen Wärme c_p von überhitztem Wasserdampf für Drucke bis 30 at und von der Sättigungstemperatur bis 350^0, teilweise sogar bis 550^0, gewonnen wurden, hat es nicht an Versuchen gefehlt, das ganze System der c_p-Werte in eine analytische Form zu bringen und thermodynamisch weitgehend zu verwerten. Insbesondere dienten die aufgestellten Gleichungen für $c_p = F(P, T)$ unter Benutzung der bekannten Beziehung

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial P}\right)_T = -AT\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_P \qquad (1)$$

zur Entwicklung von Zustandsgleichungen in der Form $v = \Phi(P, T)$, nachdem M. Jakob[2]) nachgewiesen hat, daß dieser Weg eine große Genauigkeit der Ergebnisse verspricht.

Die vorgeschlagenen Gleichungen für die Darstellung von c_p sind rein empirischen Charakters und haben (in zeitlicher Reihenfolge ihrer Bekanntgabe) folgende Form:

a) Ich setzte[3])

$$c_p = c_p{}^0 + \frac{\varphi_1(P)}{T - \varphi_2(P)}, \qquad (2a)$$

wobei $c_p{}^0$ den Grenzwert der spezifischen Wärme beim Druck $p = 0$, also im idealen Gaszustand bedeutet. Der Wert $c_p{}^0$ ist eine Temperaturfunktion, die für Wasserdampf genau bekannt ist.

b) Nach Eichelberg[4])

$$c_p = c_p{}^0 + \frac{CP}{T^4} + \frac{\varphi(P)}{T^{15}}. \qquad (2b)$$

Diese Form, in der C eine Konstante ist, hat vor (2a) den Vorzug, daß sie zu einer für zahlenmäßige Rechnungen bequemeren Form der Zustandsgleichung führt.

c) Nach Hausen[5])

---

[1]) In der letzten Mitteilung von O. Knoblauch und E. Raisch, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 66 (1922), 418 ist die ältere Literatur angegeben.

[2]) M. Jakob, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 56 (1912), 1980.

[3]) R. Plank, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 60 (1916), 187.

[4]) Eichelberg, Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurwesens 1920, H. 220. Verlag des Ver. deutsch. Ing.

[5]) Knoblauch, Raisch und Hausen, Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. R. Oldenbourg, München und Berlin 1923.



$$c_p = f(T) + \frac{C}{T - \varphi(P)}. \qquad (2c)$$

Diese Formel ist der meinigen (2a) ähnlich, nur hat $f(T)$ nicht die Bedeutung von c_p^0 und an Stelle von $\varphi_1(P)$ tritt eine Konstante C. Auch aus (2c) läßt sich eine bequeme Form der Zustandsgleichung entwickeln. Sie dient als Ausgangspunkt für die Aufstellung von Wasserdampftabellen, die heute als die genauesten angesehen werden dürfen.

d) In jüngster Zeit ist auch die spezifische Wärme von Ammoniak von amerikanischen Forschern[6]) gemessen und ausgedrückt worden durch die Formel

$$c_p = f(T) + \frac{CP}{T^4} + \frac{\varphi_1(P)}{T^{12}} + \frac{\varphi_2(P)}{T^{20}}. \qquad (2d)$$

e) In einer Besprechung der unter b) genannten Arbeit von Eichelberg schlägt Mollier[7]) vor, die Gleichung für c_p nach Potenzen von P zu entwickeln:

$$c_p = c_p^0 + P\cdot f_1(T) + P^2\cdot f_2(T) + P^3\cdot f_3(T) + \ldots \qquad (2e)$$

Diese Gleichung führt nach (1) auf eine Zustandsgleichung von der Form

$$v = \frac{RT}{P} + F_1(T) + P\cdot F_2(T) + P^2\cdot F_3(T) + \ldots$$

Alle diese Ausdrücke (2a) bis (2e) für c_p sind rein empirisch, und es ist daher schwer zu entscheiden, welcher Form der Vorzug zu geben ist. Die Zahl der empirischen Konstanten in diesen Gleichungen ist sehr groß (bis 11).

Es soll nun versucht werden, an Hand der van der Waalsschen Zustandsgleichung einen Ausdruck für c_p zu finden, der, wenn auch nicht theoretisch exakt begründet, so doch mindestens in seinem Aufbau von theoretischen Gesichtspunkten gestützt ist, möglichst wenige empirische Konstanten enthält und zahlenmäßig genaue Werte liefert.

§ 2. Schlußfolgerungen aus der verallgemeinerten van der Waalsschen Zustandsgleichung.

Die van der Waalssche Zustandsgleichung

$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \qquad (3)$$

hat sich schon sehr oft als zuverlässiger Wegweiser für thermodynamische Berechnungen wenigstens in qualitativer Hinsicht erwiesen. Speziell für die Ermittlung des Verlaufs der spezifischen Wärme c_p im Dampfzustand wird die Nützlichkeit der van der Waalsschen Gleichung in neuester Zeit von W. Schüle[8]) und M. Jakob[9]) betont.

Nimmt man an, daß der Koeffizient a in (3) konstant ist, so wird $\left(\frac{\partial^2 P}{\partial T^2}\right)_v = 0$ und es folgt dann aus der thermodynamischen Beziehung

$$\left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T = AT\left(\frac{\partial^2 P}{\partial T^2}\right)_v, \qquad (1a)$$

daß c_v nur noch von der Temperatur abhängen kann und mit dem Grenzwert c_v^0 im idealen Gaszustand zusammenfällt. Dieses Ergebnis widerspricht der Erfahrung. Man muß also nach dem Vorgange von Clausius a als Temperaturfunktion einführen. Clausius setzte $a = \frac{a_0}{T}$. Wir werden hier von dem allgemeineren Ansatz

$$a = \varphi(T) = \frac{a_0}{T^n} \qquad (4)$$

Gebrauch machen[10]), und es wird sich zeigen, daß der Exponent n eine individuelle Stoffkonstante darstellt, die um so größer ist, je komplizierter das betreffende Molekül aufgebaut ist.

Beschränken wir uns zunächst auf ein Zustandsgebiet, in welchem das spezifische Volumen v wesentlich größer ist als das kritische Volumen v_k, so kann man in (3) das Kovolumen b vernachlässigen. Aus (3) folgt dann mit (4)

$$v = \frac{RT}{P} - \frac{a_0}{PvT^n}.$$

Wendet man im zweiten Glied rechts, das die Bedeutung eines Korrektionsgliedes hat, das Gasgesetz an, so erhält man mit $a_0 = Ra_0'$ die technisch viel benutzte, von Callendar[11]) stammende Form der Zustandsgleichung

$$v = \frac{RT}{P} - \frac{a_0'}{T^{n+1}}, \qquad (5)$$

die mit $n = 1$ [entsprechend dem Ansatz von Clausius in Gl. (4)] nur für zweiatomige Stoffe gilt[12]), während für Wasserdampf n zwischen 2 und 3 liegt.[13])

[6]) N. S. Osborne, H. F. Stimson, T. S. Sligh jun. and C. S. Cragoe, Bureau of Standards, Refrigerating Engineering **10** (1923), 145. Vgl. auch das Referat von M. Jakob in Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. **68** (1924), 316 und von M. Krause in Zeitschr. f. d. ges. Kälteindustrie **31** (1924), H. 3 und 4.

[7]) Mollier, Zeitschr. f. angew. Math. und Mech. **2** (1922), 317.

[8]) W. Schüle, Technische Thermodynamik. 4. A. 2. Bd., 40. Julius Springer, Berlin 1923.

[9]) M. Jakob, Zeitschr. f. techn. Physik **4** (1923), 460.

[10]) Diese Form der Temperaturfunktion erwähnt schon Kuenen, „Die Eigenschaften der Gase" usw. Handbuch der allgemeinen Chemie, Bd. 3, Leipzig 1919. Sie ist neuerdings auch von F. A. Schultze, Ann. d. Phys. [4] **49** (1916), 569 für Luft vorgeschlagen.

[11]) Calendar, Proc. Royal Soc. **67** (1900), 266.

[12]) z. B. für N_2, vgl. R. Plank, Physik. Zeitschr. **11** (1910), 633; **15** (1914), 904.

[13]) R. Mollier, Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. Julius Springer, Berlin 1906.

Aus der verallgemeinerten van der Waalsschen Zustandsgleichung

$$\left(P + \frac{\varphi(T)}{v^2}\right) v = RT \qquad (3a)$$

erhält man

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{v} - \frac{\varphi'(T)}{v^2}; \quad \left(\frac{\partial^2 P}{\partial T^2}\right)_v = -\frac{\varphi''(T)}{v^2};$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{Rv^2 - v \cdot \varphi'(T)}{RTv - 2\varphi(T)}.$$

Daraus folgt mit (1a)

$$c_v = c_v^0 + \frac{AT\varphi''(T)}{v} = c_p^0 - AR + \frac{AT\varphi''(T)}{v}.$$

Aus der thermodynamischen Beziehung

$$c_p - c_v = AT\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$$

folgt dann

$$c_p = c_p^0 - AR + \frac{AT\varphi''(T)}{v} + AT\left[\frac{Rv - \varphi'(T)}{v^2}\right] \cdot \left[\frac{Rv^2 - v \cdot \varphi'(T)}{RTv - 2\varphi(T)}\right]$$

oder

$$c_p = c_p^0 - AR + \frac{AT}{v}\left[\varphi''(T) + \frac{\{Rv - \varphi'(T)\}^2}{RTv - 2\varphi(T)}\right].$$

Setzt man nun den Wert von $\varphi(T)$ nach (4) ein, so folgt mit

$$\varphi' = -\frac{a_0 n}{T^{n+1}} \quad \text{und} \quad \varphi'' = \frac{a_0 n(n+1)}{T^{n+2}}$$

nach mehreren Umformungen

$$\left.\begin{aligned} c_p - c_p^0 = {} & \frac{A a_0 (n+2)}{v T^{n+1}} \\ & \cdot \left[\frac{Rv T^{n+1}(n+1) - a_0 n}{Rv T^{n+1} - 2a_0}\right]. \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Diese Gleichung liefert das bemerkenswerte Ergebnis, daß die aus der Zustandsgleichung (3a) berechnete Abweichung der spezifischen Wärme c_p von dem Grenzwert c_p^0 nicht einzeln von v und T abhängt, sondern nur von einer zusammengesetzten Größe

$$x = v T^{n+1}$$

abhängig ist.

Es darf nicht erwartet werden, daß die Gl. (6) quantitativ richtige Werte von $c_p - c_p^0$ bzw. c_p liefert, man kann sich aber an Hand des Versuchsmaterials für Wasserdampf leicht überzeugen, daß bei passender Wahl von n den Zuständen $x = \text{const}$ auch gleiche Werte von $c_p - c_p^0$ zugeordnet sind.

§ 3. Die spezifische Wärme von Wasserdampf und Ammoniak.

Für Wasserdampf finden wir die am Schluß des vorigen Paragraphen genannte Übereinstimmung, wenn wir $n = 3$ setzen. Es ist also

$$c_p = c_p^0 + \psi(v T^4).$$

Die Form der Funktion ψ muß nun so ermittelt werden, daß die Versuchswerte von c_p zahlenmäßig genau wiedergegeben werden, wobei die Funktionsform möglichst einfach sein soll. Wir finden, daß die Gleichung

$$c_p = c_p^0 + \frac{C_1}{v T^4 - C_2} \qquad (7)$$

mit nur zwei empirischen Konstanten obigen Forderungen entspricht. Die Konstanten haben dabei für Wasserdampf die Werte

$$C_1 = 8{,}5 \cdot 10^8 \quad \text{und} \quad C_2 = 26{,}5 \cdot 10^8,$$

wenn v in m^3/kg gemessen wird.

Aus Tab. 1 ist die sehr gute Übereinstimmung der nach (7) berechneten Werte $c_p(v, T)$ mit den Messungen zu ersehen. Das spezifische Volumen ist dabei nach der Zustandsgleichung von Knoblauch, Raisch und Hausen[14]), welche die Münchener Volumenmessungen vollkommen genau wiedergibt, eingesetzt. Die Gl. (7) ist insofern beachtenswert, als darin $c_p - c_p^0$ in Abhängigkeit von nur einer Veränderlichen $x = vT^4$ ausgedrückt wird, als die Form dieser Funktion denkbar einfach ist, und als man nur zwei empirische Konstanten braucht, da der Wert von n nur innerhalb gewisser enger Grenzen schwankt und leicht zu finden ist. Wir werden weiter unten in § 5 sehen, daß für die Bestimmung der Konstanten C_2 in (7) auch noch gewisse theoretische Gesichtspunkte angegeben werden können.

Bis vor kurzem war Wasserdampf der einzige Stoff, für welchen c_p in weiten Druck- und Temperaturgrenzen gemessen war. Nachdem Gl. (7) aufgestellt und für Wasserdampf richtig befunden war, wurden in Deutschland die von amerikanischen Forschern durchgeführten Messungen der spezifischen Wärme c_p von gesättigtem und überhitztem Ammoniakdampf bekannt.[15]) Dadurch war die sehr erwünschte Möglichkeit gegeben, die Gültigkeit der Gl. (7) für einen zweiten Stoff zu prüfen. Setzt man zunächst wie bei Wasserdampf $n = 3$, also $x = vT^{n+1} = vT^4$, so findet man, daß den Zuständen $x = \text{const}$ zwar ziemlich nahe liegende, aber doch nicht genügend übereinstimmende Werte von $c_p - c_p^0$ entsprechen. Die Übereinstimmung wird aber befriedigend, wenn wir für Ammoniak $n = 3{,}6$, also $x = T^{4,6}$ setzen. Es entspricht dabei unserer Erwartung, daß das vieratomige Am-

[14]) a. a. O. 16, Gl. (9).

[15]) Osborne, Stimson, Sligh jun. and Cragoe, a. a. O., zitiert in den Phys. Ber. 1924, 271.

Tabelle 1.

Spezifische Wärme c_p von Wasserdampf.

$c_p(v, T)$ bedeutet c_p berechnet nach Gl. (7); $c_{p_{KW}}$ nach Versuchen von Knoblauch u. Winkhaus[16],
$c_p(P, T)$ „ c_p „ „ Gl. (8). $c_{p_{KR}}$ nach Knoblauch und Raisch[17]).

	p in kg/cm²	0	1	4	10	14	20	24	30
	t_{ges} °C		99,1	142,9	179,1	194,1	211,4	220,8	232,8
t_{ges}	$v(T/100)^4$		331	141,0	82,75	68,30	55,90	50,45	44,42
	$c_p(v, T)$		0,486	0,533	0,613	0,667	0,753	0,820	0,940
	$c_p(P, T)$		0,485	0,531	0,612	0,666	0,755	0,821	0,944
	$c_{p_{KW}}$		0,487	0,528	0,613	0,671	0,760	—	—
	$c_{p_{KR}}$		0,486	0,525	0,605	0,663	0,759	0,829	0,940
$t = 160^0$	$v(T/100)^4$		708	173,4					
	$c_p(v, T)$		0,472	0,518					
	$c_p(P, T)$		0,472	0,516					
	$c_{p_{KW}}$		0,471	0,515					
	$c_{p_{KR}}$	0,460	0,471	0,512					
$t = 200^0$	$v(T/100)^4$		1110	273	105,4	73,2			
	$c_p(v, T)$		0,471	$0,497_5$	0,571	0,645			
	$c_p(P, T)$		0,470	0,496	0,569	0,644			
	$c_{p_{KW}}$		0,471	0,494	0,569	0,648			
	$c_{p_{KR}}$	0,463	0,469	0,495	0,567	0,643			
$t = 220^0$	$v(T/100)^4$		1365	328	131,0	91,5	61,75		
	$c_p(v, T)$		0,471	0,493	0,546	0,596	0,706		
	$c_p(P, T)$		0,471	0,491	0,544	0,593	0,706		
	$c_{p_{KW}}$		0,471	0,488	0,540	0,593	0,713		
	$c_{p_{KR}}$	0,465	0,470	0,491	0,545	0,595	0,709		
$t = 240^0$	$v(T/100)^4$		1669	413	161,3	113,2	76,95	62,73	48,40
	$c_p(v, T)$		0,472	0,489	0,530	0,565	0,636	0,702	0,855
	$c_p(P, T)$		0,472	0,488	0,528	0,563	0,633	0,700	0,856
	$c_{p_{KW}}$		0,472	0,486	0,522	0,561	0,640	—	—
	$c_{p_{KR}}$	0,467	0,472	0,488	0,530	0,566	0,638	0,704	0,852
$t = 260^0$	$v(T/100)^4$		2023	512,5	196,5	138,3	94,5	77,30	60,30
	$c_p(v, T)$		0,473	$0,486_5$	0,519	0,545	0,594	$0,636_5$	0,721
	$c_p(P, T)$		0,473	0,488	0,517	0,542	0,591	0,633	0,718
	$c_{p_{KW}}$		0,473	0,485	0,512	0,540	0,595	—	—
	$c_{p_{KR}}$	0,469	0,474	0,487	0,521	0,548	0,597	0,638	0,715
$= 300^0$	$v(T/100)^4$		2903	697,5	285	201	138,2	113,7	89,1
	$c_p(v, T)$		0,477	0,487	0,507	0,523	0,550	0,572	0,610
	$c_p(P, T)$		0,477	0,486	0,505	0,521	0,547	0,568	0,605
	$c_{p_{KW}}$		0,478	0,486	0,504	0,522	0,552	—	—
	$c_{p_{KR}}$	0,474	0,477	0,488	0,511	0,527	0,555	0,574	0,607

moniak einen etwas höheren Wert des Exponenten n hat als der dreiatomige Wasserdampf. Es zeigt sich ferner, daß die Gleichung

$$c_p = c_p{}^0 + \frac{C_1}{v\,T^{4,6} - C_2} \qquad (7a)$$

mit

$$C_1 = 63{,}0 \cdot 10^8 \quad \text{und} \quad C_2 = 65{,}8 \cdot 10^8 \;.$$

und v in m³/kg die Versuchswerte der amerikanischen Forscher für Ammoniak fast ebenso genau wiedergibt wie es bei Gl. (7) für Wasserdampf der Fall war. Diese Übereinstimmung ist aus Tab. 2 zu ersehen.

Die zur Berechnung von c_p nach Gl. (7a) erforderlichen Volumenwerte sind den neuen ameri-

[16]) Knoblauch und Winkhaus, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. **59** (1915), 396; Mitt. über Forschungsarb. d. Ver. deutsch. Ing. 1917, H. 195.

[17]) a. a. O.

Tabelle 2.

Spezifische Wärme von Ammoniak.

p in Atm. (760 mm Hg)		0	2	10	20
p in kg/cm²		0	2,066	10,33	20,66
t_{ges} °C		—	−18,57	+25,34	+49,89
t_{ges}	$\frac{v T^{4,6}}{10^8}$		683,5	307,3	221,9
	$c_{p\,ber}$		0,588	0,761	0,913
	$c_{p\,gem}$		0,5935	0,7575	0,9186
$t = 0°$	$\frac{v T^{4,6}}{10^8}$		1027,5		
	$c_{p\,ber}$		0,557		
	$c_{p\,gem}$	0,4917	0,5532		
$t = 20°$	$\frac{v T^{4,6}}{10^8}$		1538		
	$c_{p\,ber}$		0,541		
	$c_{p\,gem}$	0,4985	0,5364		
$t = 40°$	$\frac{v T^{4,6}}{10^8}$		2245	413,5	
	$c_{p\,ber}$		0,535	0,687	
	$c_{p\,gem}$	0,5058	0,5315	0,6826	
$t = 60°$	$\frac{v T^{4,6}}{10^8}$		3183	598	272,1
	$c_{p\,ber}$		0,534	0,632	0,819
	$c_{p\,gem}$	0,5137	0,5322	0,6290	0,8244
$t = 80°$	$\frac{v T^{4,6}}{10^8}$		4415	842	392,8
	$c_{p\,gem}$		0,5365	0,603	0,715
	$c_{p\,ber}$	0,5220	0,5359	0,6029	0,7192
$t = 100°$	$\frac{v T^{4,6}}{10^8}$		6028	1159	548,8
	$c_{p\,gem}$		0,541	0,588	0,661
	$c_{p\,ber}$	0,5306	0,5414	0,5905	0,6674

kanischen Ammoniakdampftabellen [18]) entnommen und nur vom englischen in das metrische Maßsystem umgerechnet.

§ 4. Rückkehr zu den unabhängigen Veränderlichen P und T und Ableitung einer Zustandsgleichung.

Die rein empirischen Gleichungen (2a) bis (2e) in § 1 stellen c_p als Funktion von Druck und Temperatur dar. In unserer Gl. (7) sind dagegen v und T die unabhängigen Veränderlichen, genau so wie es in der van der Waalsschen Zustandsgleichung (und in allen theoretisch-physikalischen Zustandsgleichungen) der Fall ist. In der technischen Thermodynamik zieht man es stets vor, den Druck und nicht das Volumen neben der Temperatur als unabhängige Veränderliche einzuführen, weil der Druck leichter gemessen werden kann, und weil dann die Differentialgleichungen der Thermodynamik leichter zu handhaben sind. In der Tat kann man sich leicht überzeugen, daß man aus Gl. (7) trotz ihrer sehr einfachen Form keine Zustandsgleichung mit Hilfe der Beziehung (1) ableiten kann, weil die Integration der Differentialgleichung nicht gelingt. Die bisherigen Betrachtungen sind trotzdem nicht nutzlos, weil wir in Gl. (7) eine sehr einfache und theoretisch gestützte Ausdrucksform für c_p gefunden haben, die wir jetzt nur noch etwas umzuformen brauchen. Wir wollen in Gl. (7) v durch P und T ersetzen und erinnern uns zu diesem Zweck, daß die Callendarsche Gl. (5) in § 2 zur Berechnung der Volumina sehr geeignet war und nur bei Differentialoperationen [z. B. für die Berechnung von c_p nach Gl. (1)] versagte. Wir können aber ohne weiteres das Volumen in Gl. (7), die wir jetzt allgemein

$$c_p = c_p{}^0 + \frac{C_1}{v T^{n+1} - C_2}$$

schreiben wollen, durch den Ausdruck (5) ersetzen und erhalten dann

$$c_p = c_p{}^0 + \frac{C_1 P}{R T^{n+2} - C_3 P}, \tag{8}$$

worin $C_3 = a_0' + C_2$ ist. P ist in kg/m² einzusetzen. Für Wasserdampf wird in Gl. (5) mit $n = 3$ im Mittel $a_0' = 6{,}5 \cdot 10^8$ [19]), so daß wir in (8) die Konstanten $C_1 = 8{,}5 \cdot 10^8$ und $C_3 = 33 \cdot 10^8$ erhalten. $R = \frac{848}{\mu} = 47{,}1$ ist die gewöhnliche Gaskonstante. Mit diesen Werten ergibt sich schon eine ganz befriedigende Übereinstimmung mit den Messungen. Durch geringe Änderung der Konstanten kann man die Genauigkeit der Gl. (8) noch verbessern, und zwar finden wir die beste Übereinstimmung mit $C_1 = 8{,}1 \cdot 10^8$ und $C_3 = 35 \cdot 10^8$. Mit diesen Konstanten sind die Werte $c_p(P, T)$ in Tab. 1 gerechnet.

Unsere Gl. (8) läßt sich in folgende Reihe entwickeln:

$$\left.\begin{aligned} c_p &= c_p{}^0 + \frac{C_1 P}{R T^{n+2}} \left[1 - \frac{C_3 P}{R T^{n+2}}\right]^{-1} \\ &= c_p{}^0 + \frac{C_1}{R} \cdot \frac{P}{T^{n+2}} + \frac{C_1 C_3}{R^2} \cdot \frac{P^2}{T^{2n+4}} \\ &\quad + \frac{C_1 C_3^2}{R^3} \cdot \frac{P^3}{T^{3n+6}} \\ &\quad + \frac{C_1 C_3^3}{R^4} \cdot \frac{P^4}{T^{4n+8}} + \cdots \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

[18]) Department of Commerce, Circular of the Bureau of Standards No. 142. — Tables of Thermodynamic Properties of Ammonia. Washington, Government Printing Office 1923.

[19]) Genauere Übereinstimmung in weiten Druckgrenzen erhält man, wenn man a_0' als Druckfunktion auffaßt, und zwar genügt ein langsames lineares Ansteigen mit dem Druck, etwa $a_0' = (5{,}9 + 5 \cdot 10^{-6} P) \cdot 10^8$. Vgl. R. Plank, Phys. Zeitschr. **15** (1914), 904—914.

Diese Reihe entspricht genau der von Mollier angestrebten Form (2e) in § 1. Unsere Gl. (8) stellt also die Summation der Reihe (2e) dar. Es scheint uns infolgedessen, daß die rein empirischen Ansätze (2b) und (2d) mehr Berechtigung haben als die Ansätze (2a) und (2c). Mit den Abkürzungen

$$\frac{C_1}{C_3} = C_4 \quad \text{und} \quad z = \frac{C_3}{R} \cdot \frac{P}{T^{n+2}}$$

gehen (8) und (9) über in

$$c_p = c_p^0 + \frac{C_4 z}{1 - z} \tag{8a}$$

und

$$c_p = c_p^0 + C_4 z (1 + z + z^2 + z^3 + \ldots). \tag{9a}$$

Diese Reihe konvergiert um so schneller, je niedriger der Druck und je höher die Temperatur.

Wir wollen jetzt aus Gl. (8) mit Hilfe der Gl. (1) die zugehörige Zustandsgleichung ableiten. Es wird

$$\frac{1}{T}\left(\frac{\partial c_p}{\partial P}\right)_T = \frac{C_1 R T^{n+1}}{(R T^{n+2} - C_3 P)^2} = -A\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_P.$$

Die erste Integration liefert

$$A\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = \psi(P) + \frac{C_1}{R(n+2)} \cdot \frac{1}{T^{n+2} - \frac{C_3}{R} P}.$$

Für $T = \infty$ wird wegen des Übergangs in den idealen Gaszustand $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = \frac{R}{P}$. Dadurch wird $\psi(P) = \frac{AR}{P}$ [20]) und wir erhalten mit $\frac{C_3}{R} = C_5$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = \frac{R}{P} + \frac{C_1}{AR(n+2)} \cdot \frac{1}{T^{n+2} - C_5 P}.$$

Die zweite Integration kann für ganzzahlige Werte von n ebenfalls in geschlossener Form durchgeführt werden. Sie führt indessen auf eine ziemlich komplizierte Form der Zustandsgleichung, in welcher der Logarithmus und der Arkustangens als Temperaturfunktionen erscheinen.[21]) Es ist daher die Entwicklung in eine Reihe vorzuziehen. Man erhält

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = \frac{R}{P} + \frac{C_1}{AR(n+2)\,T^{n+2}} + \frac{C_1 C_5 P}{AR(n+2)\,T^{2n+4}} + \frac{C_1 C_5^2 P^2}{AR(n+2)\,T^{3n+6}} + \ldots$$

Die Integration liefert

$$\left.\begin{aligned} v = \frac{RT}{P} &- \frac{C_1}{AR(n+2)(n+1)\,T^{n+1}} \\ &- \frac{C_1 C_5 P}{AR(n+2)(2n+3)\,T^{2n+3}} \\ &- \frac{C_1 C_5^2 P^2}{AR(n+2)(3n+5)\,T^{3n+5}} \\ &- \ldots \qquad + \xi(P). \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Zu demselben Ausdruck gelangt man, wenn man von Gl. (9) ausgeht und auf sie die Gl. (1) anwendet. Führen wir noch die in Gl. (9a) benutzte Abkürzung z ein und setzen $\frac{C_1}{AR(n+2)} = C_6$, so wird

$$\left.\begin{aligned} v = \frac{RT}{P} &- \frac{C_6}{T^{n+1}} \\ &\cdot \left(\frac{1}{n+1} + \frac{z}{2n+3} + \frac{z^2}{3n+5} + \ldots\right) \\ &+ \xi(P). \end{aligned}\right\} \tag{10a}$$

In (10) und (10a) muß $\xi(P)$ so gewählt werden, daß die berechneten und die gemessenen Volumina möglichst gut übereinstimmen. Für Wasserdampf bis 30 at genügt für $\xi(P)$ in erster Annäherung der konstante Mittelwert $-0{,}0035$. Etwas genauer kann man setzen $\xi(P) = -\frac{0{,}175}{P \cdot 10^{-4} + 33}$.

Außerdem ist hier $C_6 = 14{,}7 \cdot 10^8$. Für Wasserdampf lautet die Zustandsgleichung also

$$\left.\begin{aligned} v = \frac{47{,}1\, T}{10^4 p} &- \frac{14{,}7}{\left(\frac{T}{100}\right)^4} \\ &\cdot \left(0{,}250 + \frac{z}{9} + \frac{z^2}{14} + \frac{z^3}{19} + \ldots\right) \\ &- \frac{0{,}175}{p + 33}, \end{aligned}\right\} \tag{10b}$$

[20]) Eigentlich wird der Gaszustand schon bei der endlichen absoluten Temperatur Θ erreicht (vgl. M. Jakob, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 1912, 1980). Danach wäre genauer

$$\psi(P) = \frac{AR}{P} - \frac{C_1}{R(n+2)} \cdot \frac{1}{\Theta^{n+2} - \frac{C_3}{R} \cdot P}.$$

Da aber nach Jakob $\Theta = \sim 1200^0$ ist, so kann das zweite Glied rechts vernachlässigt werden, was unserer Annahme $T = \infty$ entspricht.

[21]) Für Wasserdampf mit $n = 3$ kann man

$$\int \frac{dT}{T^5 - C_5 P} \quad \text{mit} \quad y = \frac{T}{\sqrt[5]{xP}}$$

auf die Form $\int \frac{dy}{y^5 - 1}$ zurückführen und durch Zerlegung in Partialbrüche lösen. Dabei ist

$$\frac{1}{y^5 - 1} = \frac{1}{5(y-1)} + \frac{2}{5} \cdot \frac{0{,}30902\, y - 1}{y^2 - 0{,}61804\, y + 1} + \frac{2}{5} \cdot \frac{0{,}80902\, y + 1}{y^2 + 1{,}61804\, y + 1}.$$

wobei $z = \frac{74{,}3\,p}{\left(\frac{T}{100}\right)^5}$ und p in kg/cm² (at) einzusetzen ist.

Bei der zahlenmäßigen Berechnung des Volumens nach Gl. (10b) erkennt man aus der Abnahme der Glieder der unendlichen Reihe ohne weiteres, wie viele Glieder man zu berücksichtigen hat. Bis zum Druck von 2 at genügt selbst bei der Sättigungstemperatur die Berücksichtigung des Gliedes mit z^2. Bei 10 at ist das Glied mit z^3, bei 20 at das Glied mit z^4 und bei 30 at auch das Glied mit z^5 nicht mehr zu vernachlässigen.

§ 5. Ausdehnung der bisherigen Betrachtungen auf das Zustandsgebiet sehr kleiner Volumina.

In § 2 haben wir unter Vernachlässigung des Volumens b als Ausgangspunkt für unsere Betrachtungen die Gl. (3a) angenommen. Damit haben wir das Gebiet hoher Drucke $\left(\text{etwa } \frac{p}{p_k} > 0{,}15\right)$ ausgeschlossen. Wir wollen jetzt untersuchen, zu welchem Ergebnis für die spezifische Wärme die verallgemeinerte van der Waalssche Gleichung

$$\left(P + \frac{\varphi(T)}{v^2}\right)(v-b) = RT \tag{3b}$$

führt, wenn wir darin b nicht mehr vernachlässigen. Es wird dann

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{v-b} - \frac{\varphi'(T)}{v^2};$$

$$\left(\frac{\partial^2 P}{\partial T^2}\right)_v = -\frac{\varphi''(T)}{v^2};$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = \frac{R(v-b)v^3 - (v-b)^2 \cdot v \cdot \varphi'(T)}{RTv^3 - 2(v-b)^2\varphi(T)}.$$

Man erhält infolgedessen mit (1a)

$$c_v = c_p{}^0 - AR + \frac{AT\varphi''(T)}{v},$$

also genau denselben Ausdruck wie in § 2. Dagegen wird nach einigen Umformungen

$$c_p = c_v + AT\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P$$

$$= c_p{}^0 - AR + \frac{AT\varphi''(T)}{v} + \frac{A}{\frac{v}{\varphi'(T)}} \cdot \frac{\left(R\frac{v}{\varphi'(T)} - \frac{v-b}{v}\right)^2}{R\frac{v}{\varphi'(T)} - 2\frac{\varphi(T)}{T\varphi'(T)} \cdot \left(\frac{v-b}{v}\right)^2}.$$

Setzen wir nun wieder den Wert von $\varphi(T)$ nach Gl. (4) ein, so erhalten wir

$$\left.\begin{aligned} c_p &= c_p{}^0 - AR + \frac{Aa_0 n(n+1)}{vT^{n+1}} \\ &+ A\frac{\left[RvT^{n+1} + na_0\left(\frac{v-b}{v}\right)\right]^2}{vT^{n+1}\left[RvT^{n+1} - 2a_0\left(\frac{v-b}{v}\right)^2\right]}. \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

Setzt man, wie früher, zur Abkürzung $x = vT^{n+1}$ und außerdem $y = \frac{v-b}{v}$, so wird

$$c_p = c_p{}^0 - AR + \frac{Aa_0 n(n+1)}{x} + \frac{A(Rx + na_0 y)^2}{x(Rx - 2a_0 y^2)}.$$

Man erkennt also, daß die Abweichung der spezifischen Wärme c_p von dem Grenzwert $c_p{}^0$ in diesem allgemeineren Falle nicht nur von vT^{n+1} abhängt, sondern auch noch von $\frac{v-b}{v}$. Es treten aber nur diese beiden Veränderlichen auf, und dieses Ergebnis ist infolgedessen immer noch beachtenswert und genügend einfach. Eine quantitative Übereinstimmung der Gl. (11) mit den Messungen ist natürlich noch weniger zu erwarten, als es bei Gl. (6) im Bereiche großer Volumina erwartet werden durfte. Aber man könnte an Hand des Versuchsmaterials prüfen, ob das allgemeinere Ergebnis in der Form

$$c_p = c_p{}^0 + \psi(x, y) \tag{12}$$

zutrifft und ob sich eine einfache Funktion für ψ in Analogie zu Gl. (7) finden läßt. Das Versuchsmaterial für die Durchführung dieser Prüfung ist recht spärlich, weil c_p bei hohen Drucken nur selten gemessen wurde. Außer den wenig zuverlässigen Zahlenwerten von Lusanna für Kohlensäure[22]) liegen genaue Messungen eigentlich nur für Luft bei $t = 60^0$ und für Drucke von 0 bis 300 at vor.[23]) M. Jakob hat aber außerdem für Luft alle direkten und indirekten Bestimmungen von c_p kritisch zusammengestellt[24]) und die wahrscheinlichsten Werte von c_p im Temperaturbereich von $t = -80$ bis $t = +250$ und für Drucke von 0 bis 200 at angegeben. An Hand dieser Werte könnte Gl. (12) geprüft und gegebenenfalls die Funktion ψ gefunden werden. Wir behalten uns vor, diese Rechnung später durchzuführen.

---

[22]) Vgl. K. Jellinek, Lehrbuch der physikalischen Chemie. Bd. I, 414. Neuerdings sind die c_p-Werte für CO_2 von Ch. H. Herter, Refrigerating World Okt 1923, S. 13, berechnet.

[23]) Holborn u. Jakob, Forschungsarb. d. Ver. deutsch. Ing. 1916, H. 187 u. 188; Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. **58** (1911), 1429; **61** (1917), 146.

[24]) M. Jakob, Zeitschr. f. techn. Physik **4** (1923), 460.

An dieser Stelle sei nur noch gesagt, daß die hier gesuchte allgemeine Form von

$$c_p - c_p{}^0 = \psi(x, y) \quad \text{für} \quad y = \frac{v-b}{v} = 1,$$

also für große Volumina, in die Form (7b) des § 4 übergehen muß. Der einfachste Ansatz wäre daher

$$c_p = c_p{}^0 + \frac{f_1(y)}{x - f_2(y)} \tag{12a}$$

mit den beiden Bedingungen $f_1(1) = C_1$ und $f_2(1) = C_2$. Hierzu kommt noch eine dritte Bedingung, weil im kritischen Punkt (x_k, y_k) die spezifische Wärme c_p unendlich groß werden muß. Diese Bedingung lautet

$$x_k = f_2(y_k)$$

oder mit $b = \frac{1}{4} v_k$

$$x_k = v_k T_k^{n+1} = f_2(\tfrac{3}{4}).$$

Sie ermöglicht, wenn die Funktion f_2 gefunden ist, direkt die Berechnung der Konstanten C_2 in Gl. (7b) des § 4, während die Funktion f_1 im einfachsten Falle überhaupt konstant und gleich C_1 sein könnte.

Zusammenfassung.

An Hand der verallgemeinerten van der Waalsschen Zustandsgleichung werden die bisher bekannt gewordenen rein empirischen Gleichungen für die spezifische Wärme c_p überhitzter Dämpfe kritisch geprüft und durch eine neue Gleichung ersetzt. In genügender Entfernung vom kritischen Punkt läßt sich $c_p - c_p{}^0$ als Funktion von einer einzigen zusammengesetzten Größe vT^{n+1} mit nur zwei empirischen Konstanten (außer n) darstellen. Diese Gleichung

$$c_p - c_p{}^0 = \frac{C_1}{v\,T^{n+1} - C_2}$$

gibt bei entsprechender Wahl von C_1 und C_2 sowohl die Versuchswerte des Münchener Laboratoriums für technische Physik für Wasserdampf, wie auch die Werte des Bureau of Standards in Washington für Ammoniak sehr gut wieder. Für Wasserdampf ist $n = 3$, für Ammoniak $n = 3{,}6$.

Die spezifische Wärme läßt sich ebenso einfach auch als Funktion von Druck und Temperatur darstellen, woraus sich dann eine Zustandsgleichung ableiten läßt, welche die Abweichungen vom Gasgesetz durch eine nach Potenzen des Druckes geordnete Reihe wiedergibt.

Zum Schluß werden die Formeln unter dem Vorbehalt einer späteren zahlenmäßigen Prüfung auf das Zustandsgebiet in der Nähe des kritischen Punktes ausgedehnt.

(Eingegangen am 2. Juni 1924.)

Konstruktion der Adiabate für große Temperaturänderungen und veränderliches $c_p : c_v$.

Von Franz Magyar, Wien.

Die Konstruktion der Adiabate nach Brauer geht von der Annahme aus, daß sich c_p, c_v und daher $\frac{c_p}{c_v} = \varkappa$ während der Zustandsänderung nicht ändern. Diese Annahme kann aber bei Gas- und Ölmotoren, bei welchen Temperaturänderungen über 1000 Grad vorkommen, nicht mehr aufrechterhalten werden.

Nach Schüle[1]) ändert sich $\varkappa$ nach der Beziehung

$$\varkappa = \varkappa_0 - \alpha T, \tag{1}$$

worin

$$\varkappa_0 = 1{,}422, \quad \alpha = \frac{0{,}572}{10000}$$

für Gase und Gasmischungen,

$$\varkappa_0 = 1{,}39, \quad \alpha = \frac{0{,}66}{10000}$$

für technische Verbrennungsprodukte mit 25 % Luftüberschuß.

Durch Kombinieren der Gleichungen

$$dQ = c_v\,dT + Ap\,dv, \tag{2}$$

$$p \cdot v = RT, \tag{3}$$

$$\varkappa = \varkappa_0 - \alpha T, \tag{4}$$

$$\frac{c_p}{c_v} = \varkappa; \quad c_p - c_v = AR \tag{5}$$

erhält Schüle[2]) die Gleichung der Adiabate für veränderliches $\varkappa$ von der Form:

$$\frac{p_1}{p} = \left(1 - \frac{\alpha T_1}{\varkappa_0 - 1}\right)\left(\frac{v}{v_1}\right)^{\varkappa_0} + \frac{\alpha T_1}{\varkappa_0 - 1} \cdot \frac{v}{v_1}.$$

Nach der Umformung ergibt sich

$$p \cdot v = p_1 v_1 \frac{\varkappa_0 - 1}{(\varkappa_1 - 1)\left(\frac{v}{v_1}\right)^{\varkappa_0 - 1} + \varkappa_0 - \varkappa_1}, \tag{6}$$

wobei sich p_1, v_1, T_1, $\varkappa_1$ auf den Anfangspunkt der Kurve beziehen, während $\varkappa_0$ dem Werte $T = 0$ zugeordnet ist.

Setzt man

$$\frac{\varkappa_1 - 1}{(\varkappa_1 - 1)\left(\frac{v}{v_1}\right)^{\varkappa_0 - 1} + \varkappa_0 - \varkappa_1} = F(v) = y, \tag{7}$$

so wird nach Gl. (6)

[1]) W. Schüle, Technische Thermodynamik. 4. Aufl. I. Bd.

[2]) a. a. O. Abschn. 26, S. 124—127.



$$p = \frac{p_1 v_1}{v} \cdot y = \eta \cdot y,$$

worin η einfach die Ordinate der Mariotte bedeutet. (Abb. 1.)

Man findet nun das zu einem beliebigen v gehörige η, indem man eine Parallele zu $\overline{BC}$ durch A legt und mit der Ordinate in C zum

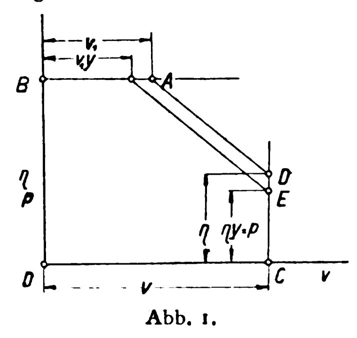


Abb. 1.

Schnitt bringt. Trägt man von C nach aufwärts $p = \eta y$ auf, so schneidet eine Parallele zu $\overline{AD}$ auf der Strecke $\overline{BA}$ das Stück $v_1 y$ ab. Es ist also notwendig, auf der Linie BA eine dem y entsprechende Teilung aufzufinden. Eine Skala für

$$y = F(v) = \frac{\varkappa_0 - 1}{(\varkappa_1 - 1)\left(\frac{v}{v_1}\right)^{\varkappa_0 - 1} + \varkappa_0 - \varkappa_1}$$

$$= \frac{m \cdot f(v) + n}{p\, f(v) + q}$$

läßt sich durch projektive Teilung finden, wenn die Skala $f(v) = \left(\frac{v}{v_1}\right)^{\varkappa_0 - 1}$ vorhanden und die Determinante $\begin{vmatrix} m\, n \\ p\, q \end{vmatrix}$ von Null verschieden ist.[3]) Für $f(v) = 1$ wird auch $y = F(v) = 1$.

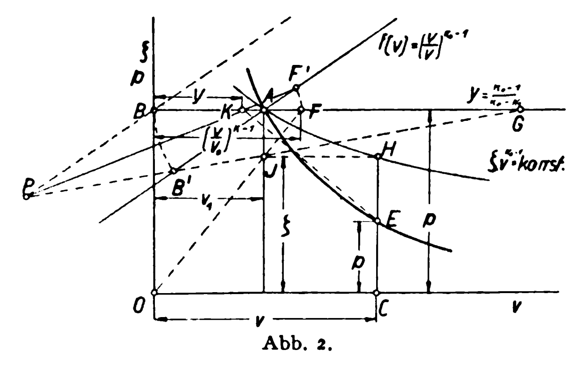


Abb. 2.

Wir tragen die Skala y auf der Horizontalen $\overline{BA}$, die Skala $f(v)$ auf einer beliebig geneigten Geraden durch A auf, so zwar, daß die Teilungspunkte 1 der beiden Skalen in A zusammenfallen. $f(v)$ kann aus der Kurve $\zeta v^{\varkappa_0 - 1} = C$ durch Ziehen der Geraden $\overline{HJ}$ und $\overline{OJ}$ gefunden werden. Es verhält sich dann $\frac{\left(\frac{v}{v_1}\right)^{\varkappa_0 - 1}}{1} = \frac{p_1}{\zeta}$, das heißt, es ist $\zeta = \frac{p_1 v_1^{\varkappa_0 - 1}}{v^{\varkappa_0 - 1}}$ einfach die Ordinate einer nach der Konstruktion von Brauer zu ermittelnden Hyperbel.[4]) Durch einen Kreisbogen mit dem Mittelpunkt A erhalten wir in F' den Punkt der Skala $f(v)$, welcher zu v gehört. Der Pol P wird auf folgende Weise gefunden: im Punkte B ist $y = 0$, dem entspricht $v = \infty$; der Strahl durch B kommt daher parallel zu $\overline{B'A}$ aus dem Unendlichen. Im Punkte B' der Skala $f(v)$ ist $f(v) = 0$, dazu gehört $y = \frac{\varkappa_0 - 1}{\varkappa_0 - \varkappa_1}$; der zugehörige Strahl hat also die Richtung $\overline{B'G}$. Im Schnitt der beiden Strahlen erhält man den Pol P.

Die Konstruktion der Kurve nach Gl. (6) kann also auf folgende Weise erfolgen:

Man legt durch A die Hyperbel $\zeta v^{\varkappa_0 - 1} =$ konst, wählt eine beliebig geneigte Gerade $\overline{B'A}$ durch A, trägt von B aus auf BA die Strecke $\overline{BG} = \frac{\varkappa_0 - 1}{\varkappa_0 - \varkappa_1}$ auf und bestimmt den Pol im Schnitt von $\overline{B'G}$ mit der Parallelen zu $B'A$ durch B. Für ein gewähltes v findet sich aus der Hyperbel $\zeta v^{\varkappa_0 - 1} =$ konst der Punkt H; durch Ziehen der Geraden $\overline{HJ}$ und $\overline{OJ}$ der Punkt F, durch den Kreisbogen mit A als Mittelpunkt ergibt sich F'. Die Verbindungsgerade $\overline{F'P}$ schneidet $\overline{BA}$ in K, so daß $\overline{BK} = y v_1$ ist. Nun legt man $\overline{KE}$ parallel zu $\overline{BC}$ und erhält in E einen Punkt der Kurve (6).

Die Neigung der Skala $B'A$ kann jeweils so gewählt werden, wie es zeichnerisch am vorteilhaftesten ist.

[3]) Vgl. Pirani, Graphische Darstellung in Wissenschaft und Technik. (Sammlung Göschen.) 1914.

[4]) Die Konstruktion wurde nicht eingetragen; vgl. Schüle.

(Eingegangen am 21. Mai 1924.)

Beitrag zur Theorie der Kondensatorapparate, zur Erzeugung hoher Gleichspannung für Röntgenzwecke.

Von M. Jona.

Einleitung.

Hull[1]) hat bereits im Jahre 1915 zwei Kondensatorschaltungen angegeben zur Erzeugung höherer Gleichspannung für Röntgenmeßzwecke. Nach Schaltung 1, Abb. 1, legt er über zwei

[1]) Hull, Am. Journ. of Roentgenology (1915), 153 ff.

Hochvakuum-Ventilröhren einen Kondensator C_1, der die Gleichspannung für die Röntgenröhre liefert. Um die Spannnungsschwankungen auszugleichen, vergrößert er die Kapazität durch Zuschalten eines zweiten Kondensators C_2 und legt in die Verbindungsleitungen zwei Selbstinduktionen L_1 und L_2. Ähnlich ist die Schaltung 2, Abb. 1,

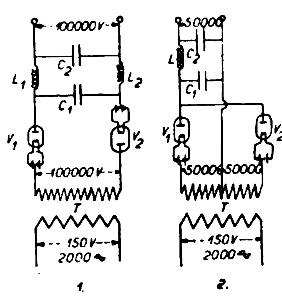
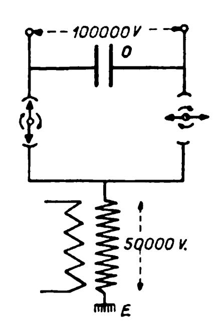


Abb. 1. Hochspannungsgleichrichter mit Glühkathodenventil und Kondensator nach Hull.

wo die Kondensatoren C_1 und C_2 nur auf die halbe Transformatorspannung aufgeladen werden. Ein andere Schaltung, die insbesondere in der Kabelprüftechnik bekannt ist, gab bereits J. Delon[2]) 1908 an. Mit dieser Schaltung, Abb. 2, ist es möglich, den Kondensator C auf die doppelte Transformatorspannung zu laden. Delon gibt dem einen Pol der Sekundärspule des Transformators ein festes Potential (Erde) und verwendet zur Ladung der beiden Belege des Kondensators auf die entgegengesetzte Transformatorspannung ein rotierendes Schaltorgan.



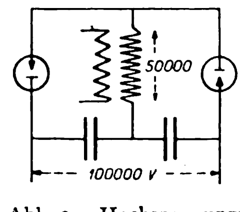


Abb. 3. Hochspannungsgleichrichter zur Spannungsverdopplung mit elektrischen Ventilen nach Greinacher.

Abb. 2. Hochspannungsgleichrichter zur Spannungsverdopplung mit mechanischem Gleichrichter.

Eine ähnliche Schaltung hat Greinacher[3]) im Jahre 1914 veröffentlicht. Abb. 3 stellte die Greinachersche Schaltung dar. Hier werden zwei Kondensatoren über elektrische Ventile auf die entgegengesetzte Scheitelspannung des Transformators aufgeladen, und die beiden Kondensatoren sind so miteinander verbunden, daß an ihren äußeren Belegungen die Summe der beiden Spannungen entnommen werden kann.

Im Jahre 1919 habe ich, meines Wissens erstmalig, im Röntgenlaboratorium der Siemens & Halske A.-G. diese von Greinacher für andere Zwecke angegebene Verdoppelungsschaltung in die Röntgentechnik eingeführt. Diese Schaltung war bisher nur für Elektrometerladung, Isolationsmessungen usw., also nur für geringe und geringste Leistungen verwendet worden, sollte nun aber für hohe Leistungsabgabe dienen. Ich wählte diese Schaltung nicht nur aus patentrechtlichen Gründen, sondern weil bei ihr, im Gegensatz zur Delonschaltung, die Hochspannungsseite an keinem Punkt direkt geerdet ist. Dieses schien wenigstens damals für den medizinischen Röntgenbetrieb eine der Sicherheit des Patienten und Personals dienliche Forderung zu sein. Ich verwendete zu den ersten Versuchen als Ventilorgane Hochvakuum-Glühkathoden- (Coolidge-) Röntgenröhren mit Rippenkühlung, die sich erheblich besser dazu eigneten als die zu jener Zeit noch recht mangelhaft durchgebildeten und entgasten Hochvakuumglühventile. Selbstverständlich mußten die Glühkathoden dieser als Ventil dienenden Röntgenröhren überheizt werden, damit ihr Sättigungsstrom erheblich höher war, als der der belastenden Röntgenröhre. Nur so konnte der Spannungsverlust im Ventil vernachlässigt werden. Als Kondensator diente eine in Öl getauchte, mit Glasplatten isolierte Kapazität aus dicken mit abgerundeten Begrenzungen versehene Metallplatten, die sich aber für die höchsten Spannungen als nicht genügend spannungssicher erwies. Mit dieser ersten Anlage ließ sich ein befriedigender Betrieb der Röntgenröhre bei 2—3 mA bis etwa 100 kV erreichen. Bei den ersten orientierenden Messungen zeigte sich bereits, daß die erreichte Maximalspannung niedriger war, als man zunächst erwartete. Schon Greinacher hat diese Bemerkung gemacht, als er seine Schaltung bloß zur Spannungserzeugung verwendete, ohne jedoch eine befriedigende Erklärung dafür zu finden. Die Ursache für diesen unerwarteten Spannungsverlust war in der Schaltung selbst zu suchen. Ich mußte die damals begonnenen Versuche abbrechen und konnte sie erst später im Laboratorium der Koch & Sterzel A.-G. wieder aufnehmen. Zur Erhöhung der Betriebssicherheit und Leistung der Apparatur war es aber nötig, Kondensatoren und Ventilröhren erst technisch durchzubilden.

Nach denselben oder ähnlichen von Greinacher angegebenen Schaltungen, sind mit elektrolytischen Ventilzellen ausgeführte, sogenannte Hochspannungsumformer von G. Gmür-Aarau auch für die Röntgentechnik ausgeführt worden, und 1922 veröffentlichten W. D. Coolidge, Ph. D. und W. K. Kearsley jr. (American Journal of Roent-

[2]) D.R.P. 225399, s. auch Delon, Bull. de la Soc. d. Electriciens (1910), 613; Delon, E.T.Z. (1912), 1179; Lichtenstein, E.T.Z. (1913), 432 u. E.T.Z. (1914), 1009.

[3]) Greinacher, Verh. d. D. Phys. Ges. (1914), 320.

genology) eine Arbeit, in der die von Delon-Greinacher angegebene Verdoppelungsschaltung mit Hochvakuumventilen und Erdung der Verbindung der beiden Kondensatoren angegeben ist. Unterdessen sind auch technische Hochspannungskondensatoren und Hochvakuumglühventilröhren auf den Markt gekommen, die den Anforderungen eines Dauerbetriebes genügen, und im Herbst 1922 hat Siemens & Halske seinen nach der Greinacherschaltung arbeitenden „Stabilivolt"-Apparat auf der Naturforscherversammlung vorgeführt. Seitdem sind auch gewöhnliche Gleichrichterapparate in den Handel gebracht worden, bei denen einfach eine Kapazität parallel zur Röntgenröhre gelegt ist, die auch während der Strompausen zwischen jeder Kontaktstellung der Schaltorgane der Röntgenröhre Leistung liefert.

Da wir für hohe Gleichspannung kein handliches Meßinstrument besitzen, das mit Leichtigkeit in der Praxis verwendet werden könnte, die an den Klemmen der Röntgenröhre liegende Spannung aber besonders in der medizinischen Praxis für die Dosierung von maßgebender Bedeutung ist, so ist es überaus wichtig, die Spannungsfrage am Kondensatorapparat zu klären.

Theorie.

Der Transformator in Abb. 3 liefere eine Sinusspannung, was bei dem technischen Transformator mit einiger Annäherung angenommen werden kann. Belastet man einen solchen Hochspannungstransformator mit einer Kapazität von einigen 1000 cm (El. stat. Einheiten), so wird er eine sehr große primäre Stromaufnahme zeigen, die von einem sekundären Spannungsabfall begleitet ist, da die kapazitive Belastung nahezu einem Kurzschluß des Transformators gleich kommt. Bei der Greinachschen Schaltung sind zwei Kapazitäten, allerdings über je ein Ventil, an die Sekundäre des Transformators geschaltet. Sie bedeuten daher nicht eine direkte Wechselstrombelastung des Transformators; sie laden sich im ersten Wechsel, der vom Ventil durchgelassen wird, auf und belasten im völlig aufgeladenen Zustand den Transformator nicht mehr, sofern sie in der Zwischenzeit zwischen jeder Aufladung keine Ladung, z. B. durch eine Röntgenröhre, verlieren. Sobald aber den Kapazitäten Ladung entnommen wird, muß der Transformator die verbrauchte Energie in dem Augenblick, in dem das Ventil die Ladung zuläßt (sich öffnet), ersetzen. Das Ventil öffnet sich aber in dem Augenblick, wo die Transformatorspannung den Wert überschreitet, auf den die Kondensatorspannung infolge der Leistungsabgabe herabgesunken ist. In diesem Augenblick bedeutet aber die Kapazität eine starke Belastung des Transformators, die zu einem sekundären Spannungsabfall führt. Die Form der Sekundärspannung ist im Ladeteil keine Sinuskurve mehr und verläuft etwa wie die punktierte Verbindungslinie der Punkte A und B in Abb. 4. Die höchste erreichte Spannung V_2 ist niedriger als der Scheitelwert der Sinuskurve. Nennen wir V_0 diesen Scheitelwert, also die theoretische Scheitelspannung, auf die sich eine Hälfte der Greinacherschaltung aufladen würde, wenn der Transformator keine Leistung abzugeben hätte, und sei vom Augenblick des Scheitelwerts an gerechnet t_1 der Absolutwert der Zeit, zu dem sich das eine Ventil öffnet, dann ist die in diesem Augenblick erreichte Spannung

$$V_1 = V_0 \cos 2\pi\nu t_1, \tag{1}$$

wobei ν die Frequenz bedeutet. Wird die höchste erreichte Spannung zur Zeit t_2 erreicht, dann läßt sie sich ausdrücken in der Form

$$V_2 = V_0 \cos 2\pi\nu t_2. \tag{2}$$

Abb. 4. Spannungsverlauf in der Greinacher-Schaltung.

Für diese Spannung besteht aber noch eine andere Beziehung, die sich aus der Spannungsänderung des Transformators zwischen Leerlauf und Belastung ergibt. Diese ist nicht nur vom Ohmschen und induktiven Spannungsabfall in den Wicklungen, sondern auch vom Leistungsfaktor abhängig und läßt sich aus der Charakteristik des Transformators[4]) bestimmen. Wir begnügen uns hier mit der ersten Annäherung, indem wir von einer Phasenverschiebung zwischen Primär- und Sekundärspannung absehen und nur die maximale Spannungsänderung in Rechnung setzen. Um diese zu bestimmen, ist eine Reihe von Transformatoren untersucht worden. Die Transformatoren wurden sekundärseitig über ein Wechselstromamperemeter kurzgeschlossen, und es wurde die Primärspannung gemessen in Funktion der Kurzschlußstromstärke. Es zeigte sich bei allen untersuchten Transformatoren in dem gemessenen Bereich, daß die Primärspannung mit brauchbarer Annäherung proportional der Kurzschlußstromstärke angesetzt werden kann. Die Spannungsänderung D des Transformators bei Belastung

[4]) G. Benischke, Die Transformatoren. Vieweg & Sohn (1921), 50ff.

mit einem Kondensator läßt sich also in Funktion der Ladestromstärke ausdrücken als $D = J \cdot \alpha$, wo α eine Konstante des Transformators ist, bestehend aus dem Proportionalitätsfaktor und dem Übersetzungsverhältnis.

Über den Verlauf der Stromkurve während der Ladezeit ist uns zunächst nichts bekannt. Man kann die Ladestromstärke J als einen Mittelwert über die ganze Ladezeit ansehen und daraus eine mittlere Spannungsänderung D ableiten, die, von der Scheitelspannung V_0 abgezogen, die tatsächlich erreichte höchste Spannung V_2 in erster Annäherung zu bestimmen gestattet. Es ist

$$V_2 = V_0 - J \cdot \alpha. \tag{3}$$

Dieselbe Ladestromstärke J, während der Zeit $t_1 + t_2$, muß auch die gesamte verbrauchte Energie nachliefern und den Kondensator C von der Spannung V_1 auf die Spannung V_2 aufladen. Es ist also

$$J(t_1 + t_2) = C(V_2 - V_1), \tag{4}$$

und diese Energie wird während der übrigen Zeit der Periode T durch die Röntgenröhre bei einer konstanten Stromstärke J_R wieder verbraucht, also

$$J_R\left(T - (t_1 + t_2)\right) = C(V_2 - V_1). \tag{5}$$

Da die Zeiten t_1 und t_2 nur einen kleinen Bruchteil der ganzen Periode einnehmen, ist es wohl verständlich, daß die Stromstärke J ziemlich hohe Werte erreichen kann und also der Transformator unter ganz anderen Bedingungen arbeitet, als wenn er die Energie in einem kontinuierlichen Strom während der ganzen Periode abzugeben hätte. Ein nicht unerheblicher Spannungsabfall kann die Folge dieser ungewöhnlichen Art der Belastung des Transformators sein.

Unter der Annahme kleiner t_1 und t_2 lassen sich die ersten beiden Gleichungen in Reihen entwickeln. Wir brechen sie nach dem quadratischen Glied ab und können die fünf obigen Gleichungen zur Bestimmung der Zeiten t_1 und t_2 sowohl wie der Stromstärke J benützen. Es ist dann

$$t_1 - t_2 = \frac{J}{2\pi^2 \nu^2 C V_0}, \tag{6}$$

$$t_1 + t_2 = \frac{J_R \cdot T}{J + J_R} \tag{7}$$

oder, wenn man für T die Frequenz einsetzt und t_1 und t_2 eliminiert,

$$\frac{J_R}{J + J_R} - \frac{J}{2\pi^2 \nu C V_0} - \frac{\sqrt{J}}{\pi} \cdot \sqrt{\frac{2\alpha}{V_0}} = 0. \tag{8}$$

Aus der Gleichung (8) läßt sich J graphisch bestimmen; dann ist V_2 aus Gleichung (3) und $t_1 + t_2$ aus Gleichung (7) zu entnehmen. Die Differenz $V_2 - V_1$ erhält man aus der Gleichung

$$V_2 - V_1 = \frac{J(t_1 + t_2)}{C}. \tag{4'}$$

Da bei der Greinacherschaltung der Spannungsverlauf auf jeder Seite der symmetrischen Anordnung derselbe ist, nur um eine halbe Periode gegeneinander verschoben, wie es Abb. 6 zeigt, so läßt sich die maximal erreichte Spannung V_{max}, mithin der Spannungsabfall $\Delta V = 2V_0 - V_{max}$ und die niedrigste Spannung V_{min}, sowie die Spannungsschwankung $\delta V = V_{max} - V_{min}$ berechnen.

Die Glühkathodenröntgenröhre, die als Verbraucher angenommen wird, arbeitet mit Sättigungsstrom, und dieser wird insbesondere bei den für

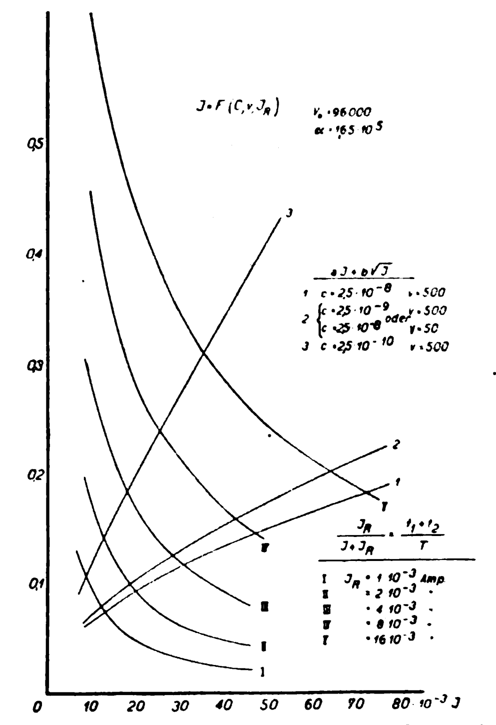


Abb. 5. Graphische Auflösung der Gleichung (8').

therapeutische Zwecke angewendeten geringen Stromstärken bereits bei niedrigen Spannungen, von einigen 100 bis 1000 Volt, erreicht; infolgedessen fällt die Spannung der Kapazität während der Entladezeit linear ab. Es kann also dieser Abfall der Spannung v, vom höchst erreichten Spannungswert V_2 ab gerechnet, angesetzt werden als

$$v = \frac{V_2 - V_1}{T - (t_1 + t_2)} \cdot \tau,$$

wo τ die Zeit bedeutet, die vom Augenblick t_2 an verflossen ist. Die niedrigste Spannung an den Hochspannungspolen der Schaltung herrscht im Punkt C der Abb. 4, wo der eine Kondensator bis auf seinen niedrigsten Wert entladen, der andere bereits einen Teil (v_1) seiner höchsten

Ladung verloren hat. Die höchste Spannung herrscht im Punkte D, wo der eine Kondensator seine höchste Ladung besitzt, der andere aber einen Teil v_2 seiner Ladung verloren hat. Die Werte wiederholen sich für die Punkte A und B.

Im Punkte C ist der Spannungsverlust v_1 entsprechend der Zeit $\frac{T}{2} - (t_1 + t_2)$, die seit dem Passieren des Punktes B verflossen ist, gleich

$$v_1 = \frac{V_2 - V_1}{T - (t_1 + t_2)} \cdot \left(\frac{T}{2} - (t_1 + t_2)\right). \quad (9)$$

Im Punkte D ist $t_1 + t_2$ Sekunden später der Spannungsverlust

$$v_2 = \frac{V_2 - V_1}{T - (t_1 + t_2)} \cdot \frac{T}{2}. \quad (10)$$

Es ist somit die Maximalspannung der Anlage

$$V_{\max} = 2 \cdot V_2 - v_2 \quad (11)$$

und die Minimalspannung der Anlage

$$V_{\min} = V_1 + V_2 - v_1,$$

und es gilt für den Spannungsabfall ΔV vom erwarteten doppelten Scheitelwert die Gleichung

$$\Delta V = 2(V_0 - V_2) + v_2, \quad (12)$$

und für die Spannungsschwankung δV die Gleichung

$$\delta V = V_2 - V_1 + v_1 - v_2. \quad (13)$$

Auswertung.

Die Gleichung (8) läßt sich für die Auswertung auch so schreiben:

$$\frac{J_R}{J + J_R} = a \cdot J + b\sqrt{J}, \quad (8')$$

wo $a = \frac{1}{2\pi^2 \nu C V_0}$ und $b = \frac{1}{\pi} \cdot \sqrt{\frac{2\alpha}{V_0}}$ ist. Die linke Seite liefert, für eine Reihe von J_R entwickelt, eine Hyperbelschar, die in Abb. 5 dargestellt ist. Sie wird geschnitten durch eine Kurvenschar, die von der rechten Seite der Gleichung geliefert wird, wenn man als Parameter verschiedene Kapazitäten und Frequenzen einsetzt. Die Rechnung wurde für eine bestimmte Spannung $V_0 = 76000$ Volt und ein bestimmtes α durchgeführt. Das eingesetzte $\alpha = 1{,}65 \cdot 10^5$ gilt für einen 500 Periodentransformator der Type $COFH_2$ von der Firma Koch & Sterzel A.-G., 220 Volt zu 120000 Volt, Übersetzungsverhältnis 550. Das α für andere gemessene Transformatoren, z. B. 50periodige, ist nicht viel von diesem α verschieden, so daß die Überlegungen auch für den Übergang zu anderen Transformatoren ähnlicher Type gelten können.

Tabelle 1 stellt die linke Seite der Gleichung (8'), Tabelle 2 die rechte Seite der Gleichung (8') dar. Der Schnittpunkt zweier Kurven, je einer Kurvenschar, liefert die gesuchte Ladestromstärke J für die vorhandenen Bedingungen.

Tabelle 1.

$\frac{J_R}{J + J_R}$

J	$J_R = 1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$16 \cdot 10^{-3}$
$1 \cdot 10^{-2}$	$0{,}91 - 10^{-1}$	$1{,}67 \cdot 10^{-1}$	$2{,}86 \cdot 10^{-1}$	$4{,}44 \cdot 10^{-1}$	$6{,}11 \cdot 10^{-1}$
2	0,476	0,99	1,67	2,86	4,44
3	0,323	0,625	1,18	2,11	3,48
4	0,244	0,476	0,91	1,67	2,85
5	—	—	—	—	2,42
6	—	—	—	—	2,11
7	—	—	—	—	1,86

Trägt man die Stromstärke J in Funktion der Kapazität auf, wie es in Abb. 6 geschehen ist, so sieht man, daß der Ladestrom J mit wachsender Kapazität für jede Leistungsentnahme durch die Röntgenröhre sich einem Maximalwert (Sättigungswert) nähert, und der Vergleich mit der Tabelle 3

Tabelle 2.

J	$\sqrt{J}$	$a \cdot J$	$b \cdot \sqrt{J}$	$aJ + b\sqrt{J}$	$aJ + b\sqrt{J}$	$aJ + b\sqrt{J}$
		$\nu = 500$ $c = 2{,}5 \cdot 10^{-8}$ Farad.			$\nu = 500$ $C = 2{,}5 \cdot 10^{-9}$ F. oder $\nu = 50$ $C = 2{,}5 \cdot 10^{-8}$ F.	$\nu = 500$ $C = 2{,}5 \cdot 10^{-10}$ F.
$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$0{,}53 \cdot 10^{-3}$	$0{,}66 \cdot 10^{-1}$	$0{,}665 \cdot 10^{-1}$	$0{,}71 \cdot 10^{-1}$	$1{,}19 \cdot 10^{-1}$
2	1·41	1,07	0,93	0,94	1,04	2,00
3	1·73	1,60	1,14	1,16	1,30	2,74
4	2·0	2,13	1,32	1,34	1,53	3,45
5	2·24	2,66	1,48	1,51	1,75	4,14
6	2·45	3,20	1,63	1,66	1,95	4,83
7	2·65	3,73	1,76	1,80	2,13	5,49

Die Gleichungen wurden für vier Fälle ausgewertet, die Resultate sind in der Tabelle 3 zusammengestellt.

Tabelle 3.
$\alpha = 1{,}65 \cdot 10^6$. $V_0 = 76000$ Volt.

per	Kap.	J_R	J	V_2	$t_1 + t_2$	V_{max}	ΔV	δV
500	$2{,}5 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$12{,}5 \cdot 10^{-3}$	73950	$1{,}48 \cdot 10^{-4}$	147900	4100	—
500	$2{,}5 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$46{,}5 \cdot 10^{-3}$	68300	$2{,}94 \cdot 10^{-4}$	136300	15700	250
500	$2{,}5 \cdot 10^{-8}$	$16 \cdot 10^{-3}$	$73 \cdot 10^{-3}$	64000	$3{,}59 \cdot 10^{-4}$	127300	24700	—
500	$2{,}5 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$12{,}0 \cdot 10^{-3}$	74000	$1{,}48 \cdot 10^{-4}$	147700	4300	—
500	$2{,}5 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$42{,}5 \cdot 10^{-3}$	69000	$3{,}17 \cdot 10^{-4}$	134800	17200	4450
500	$2{,}5 \cdot 10^{-9}$	$16 \cdot 10^{-3}$	$64{,}0 \cdot 10^{-3}$	65500	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$	124600	27400	—
500	$2{,}5 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$8{,}5 \cdot 10^{-3}$	74600	$2{,}1 \cdot 10^{-4}$	145200	6800	—
500	$2{,}5 \cdot 10^{-10}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$25{,}5 \cdot 10^{-3}$	21900	$4{,}77 \cdot 10^{-4}$	112600	39400	32700
500	$2{,}5 \cdot 10^{-10}$	$16 \cdot 10^{-3}$	$35{,}5 \cdot 10^{-3}$	70150	$6{,}2 \cdot 10^{-4}$	77500	74500	—
50	$2{,}5 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$42{,}5 \cdot 10^{-3}$	—	—	134800	17200	4350

zeigt, daß sich bei einer bestimmten Stromentnahme durch die Röntgenröhre die Maximalspannung, die sich an der Schaltung einstellt, nicht mehr wesentlich mit der Kapazität ändert, sofern nur die

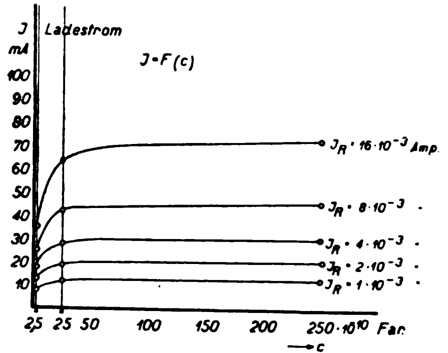


Abb. 6. Charakteristik des Ladestromes in der Greinacher-Schaltung.

Kapazität so groß ist, daß der Ladestrom J seinem Sättigungswert nahe kommt. So berechnet sich z. B. die Maximalspannung bei 500 Per.,

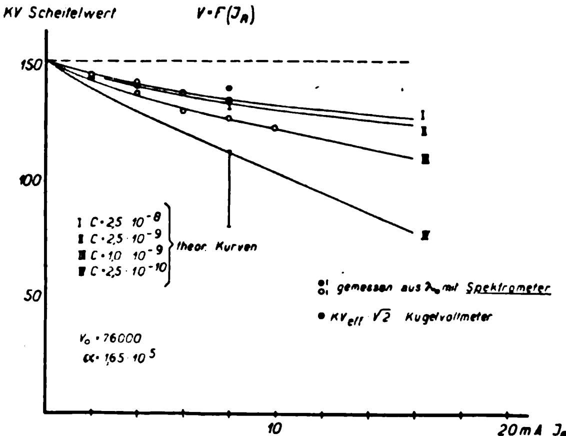


Abb. 7. Spannungsabfall in der Greinacher-Schaltung.

$J_R = 8$ mA, $V_0 = 76000$ Volt, $C = 2{,}5 \cdot 10^{-8}$ Far. zu $V_{max} = 136300$, während bei einer Verminderung der Kapazität auf den zehnten Teil V_{max} nur auf 134800 fällt. Allerdings ist die Spannungsschwankung zwischen Maximalwert und Minimalwert im ersten Fall nur 250 Volt, während sie im zweiten Fall etwa 4500 Volt beträgt.

In Abb. 7 wurden nun die Spannungen eingetragen, die sich bei 500 Perioden für vier verschiedene Kapazitäten ergeben, wenn man die Röntgenröhre von 1 bis 16 mA belastet. Die ausgezogenen Linien stellen diesen Spannungsverlauf dar. Für die Kurven 2 und 4 ist noch durch einen vertikalen Strich angegeben, zwischen welchen Spannungen die Klemmenspannung der Röhre pulsiert, wenn 8 mA entnommen werden.

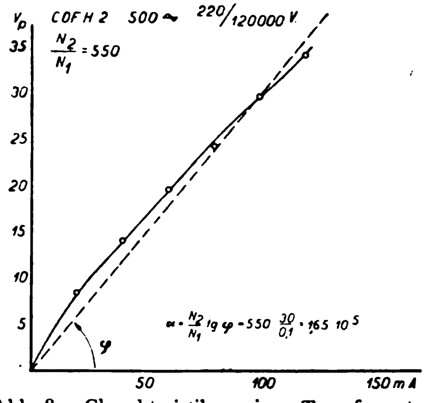


Abb. 8. Charakteristiken eines Transformators.

Messungen.

Die Messungen erfolgten an einer „Radio-Silex"-Apparatur der Koch & Sterzel A.-G., die zum Zwecke dieser Messungen mit zwei Hochvakuum-Glühventilen der Firma Müller (Simplex verschiedenster Konstruktion) versehen worden war. Als Kondensatoren wurden sowohl Meirovskykondensatoren in Zylinderform als auch gewöhnliche Leidnerflaschenbatterien und auch provisorisch hergestellte Kondensatoren verwendet, die aus starkem Pertinaxrohr bestanden, welches innen und außen mit Stanniol beklebt waren.

Als erstes gilt es, die Konstante α des Transformators zu bestimmen. Abb. 8 zeigt die Primärspannung in Funktion der Kurzschlußstromstärke.

Tabelle 4.

Kap. Far.	Scheitelspannung $k\,V_{sek.}$	J_R	λ_0 gem.	Maximalspannung $k\,V_{gem.}$	Kugelvoltmeter $k\,V_{eff}\,\sqrt{2}$	Ladestrom J_{eff}
$2{,}5 \cdot 10^{-9}$	152	$2 \cdot 10^{-3}$	0,085	145		
		4	0,086	143		
		6	0,089	138		
		8	0,091	135	139—141	20,5—21,5
$2{,}2 \cdot 10^{-9}$	152	$2 \cdot 10^{-3}$	0,084	146		
		4	0,087	141		
		6	0,089	138		
		8	0,092	134		
$1{,}0 \cdot 10^{-9}$	152	$4 \cdot 10^{-3}$	0,089	138		
		6	0,0955	130		
		8	0,097	127		
		10	0,10	123		

Die Meßpunkte ordnen sich gut in eine schwach gekrümmte Kurve ein, die aber mit genügender Genauigkeit durch die punktiert eingezeichnete Gerade ersetzt werden kann. Die Neigung der Geraden mit dem Übersetzungsverhältnis multipliziert, liefert die gesuchte $\alpha = 1{,}65 \cdot 10^5$.

Um die Ladestromstärke J zu kontrollieren, wurde, gleich hinter dem Transformator, in der Zuleitung zu einem der Ventile ein Hitzdrahtamperemeter eingeschaltet. Unter den Bedingungen von Fall 1 der Tabelle 3 wurde bei 8 mA Röhrenstrom ein Ladestrom von 20,5 bis 21,5 mA beobachtet. Der errechnete Ladestrom J beträgt für diesen Fall 46,5 mA. Rechnet man nun zurück, welchen Stromwert ein Hitzdrahtamperemeter zeigen würde, wenn man diesen auf den Zeitraum $t_1 + t_2$ beschränkten Stromstoß auf die ganze Periode verteilt denkt, so findet man eine effektive Stromstärke von $J_{eff} = 17{,}9$ mA. Wenn man bedenkt, auf welchem Umweg und mit welchen Vernachlässigungen J errechnet wurde, so ist die Übereinstimmung mit dem Meßwert befriedigend, insbesondere, da nichts anderes erwartet werden konnte, als das der Meßwert wegen der nicht in Rechnung gesetzten Strahlungsverluste in den Leitungen größer ausfällt als der theoretische Wert. Schon die Unsicherheit, mit der dieser Ladestrom sich nur messen ließ, trotzdem sonst alles absolut konstant lief und keinerlei Schwankungen an Instrumenten sichtbar waren, weist auf die in der Rechnung nicht berücksichtigten variablen Verluste hin. Es muß auch erwähnt werden, daß tatsächlich bei der angewandten Spannung im Dunkeln Koronaerscheinungen an verschiedenen Stellen der Leitungen sichtbar waren.

Zur Bestimmung der Spannung, die an den Klemmen der Röhre liegt, wurde ein Spektrometer nach Fritz, Staunig und March, neuester Konstruktion, verwendet. Da die Spannung nicht höher als 150000 Volt war, konnte die Bestimmung der Grenzwellenlänge sehr genau geschehen. In Tabelle 4 sind die Meßwerte für drei verschiedene Kapazitäten eingetragen. Die angegebenen Werte sind Mittelwerte aus einer großen Anzahl Ablesungen. Die Maximalspannung ließ sich aus der Plank-Einsteinschen Formel

$$V_{max}\,(k\,V) = \frac{12{,}3}{\lambda_0\,(\text{Å.-E.})}$$

mit einem mittleren Fehler, der kleiner ist als zwei Prozent, bestimmen. Die Werte sind als Punkte und Kreise in Abb. 7 eingetragen. Sie liegen nahezu exakt auf den Kurven 1, 2, 3, die für die zugehörigen Kapazitäten aus der Theorie errechnet wurden, und liefern eine genügende Bestätigung der theoretischen Betrachtungen.

Eine weitere Kontrolle der Spannung wurde mit dem statischen Meßgerät für sehr hohe Wechselspannungen von Dr. Ing. K. A. Sterzel[5]) vorgenommen. Da das Instrument sich nur für Messungen an Wechselspannungen eignet (unvermeidbare Kriechladungen fälschen das Resultat bei Gleichspannungsmessungen), wurde es direkt an die Hochspannungsklemmen des Transformators angeschlossen. Wenn die theoretische Annahme zutrifft, daß der Transformator seinen normalen Scheitelwert nicht erreicht, so muß sich der Spannungsabfall auch auf der Wechselstromseite zeigen. Tatsächlich wurde eine Spannung von 139—141 kV bei einer Entnahme von 8 mA gemessen, während Theorie und Spektralmessung übereinstimmend 135—136 kV liefern. Diese Differenz läßt sich dadurch erklären, daß das statische Voltmeter Effektivwerte anzeigt und, da die Spannungsform wesentlich von der Sinusform verschieden ist, seine Eichkurve nicht mehr ganz stimmt.

Die Theorie zeigt, und es ist aus der Tabelle 2 (und Abb. 5) ersichtlich, daß die Resultate beim Übergang zu 50 periodigem Wechselstrom nicht wesentlich geändert werden, wenn anstatt einer Kapazität von $2{,}5 + 10^{-9}$ Far. (bei 500 Per.) eine

[5]) K. A. Sterzel, E.T.Z. (1924), Heft 7.

solche von $2{,}5 + 10^{-8}$ gesetzt wird. Eine Stichprobe an einer Anlage für 50 Per., versehen mit einem Transformator der Type COFH 4 B, wie er für die „Radiotransverter"-Anlagen der Firma Koch & Sterzel A.-G. verwendet wird, ergab, wenn man mit seiner Konstanten $\alpha = 1{,}39 \cdot 10^{5}$ rechnet, ebenfalls eine befriedigende Bestätigung der Theorie. Versuche, die Theorie auch für höhere Spannungen zu bestätigen und auch auf andere Apparatetypen auszudehnen, sind im Gange.

Zusammenfassung.

Es wird eine Methode angegeben, die gestattet, den Spannungsabfall, der stets bei den Kondensatorapparaten auftritt, zu erklären und zu berechnen, und es werden an einer besonderen Anlage die theoretischen Folgerungen durch das Experiment befriedigend bestätigt.

Es muß also die dringende Warnung ausgesprochen werden, an Kondensatorapparaten aus der Primärspannung von einem sogenannten Kilovoltmeter, wie es jetzt in der Röntgentechnik üblich ist, auf die Sekundärspannung ohne ganz besondere Vorsichtsmaßregeln zu schließen. Wenn auch theoretisch die Spannung für jede bestimmte Leistung, die die Röntgenröhre aufnimmt, berechnet werden kann, so ist dennoch mit einer weiteren Erniedrigung der Spannung zu rechnen, wenn noch so kleine unkontrollierbare und unmeßbare Verluste, z. B. durch Koronaerscheinungen an den Röhrenklemmen oder an anderen Stellen der Hochspannungsleitungen, auftreten. Der Röntgentherapeut wird auf diese Spannungserniedrigung bei seiner Dosierung besondere Rücksicht zu nehmen haben.

Anmerkung bei der Korrektur: Herr Davillier hatte die Freundlichkeit, mich kürzlich darauf aufmerksam zu machen, daß er eine ähnliche Schaltung, wie die hier nach Greinacher genannte, bereits 1916 in Gemeinschaft mit Ledoux-Lebard nach Angaben von Villard verwendet hat.

(Eingegangen am 21. Mai 1924.)

Über die in Vakuumlampen auftretenden Thermionenströme und deren elektrische und magnetische Beeinflussung.

Von Paul Selényi,

zum Teil nach mit Herrn E. Rostás gemeinsam ausgeführten Versuchen.

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium der Vereinigten Glühlampen- und Elektrizitäts-A.-G., Ujpest, bei Budapest.)

Einleitung.

1. Es ist anzunehmen, und die Erfahrung bestätigt diese Annahme, daß in einer jeden Vakuumlampe andauernde Thermionenströme bestehen, indem die aus dem einen Teil des Glühfadens austretenden Elektronen nach den anderen Glühfadenteilen größeren Potentiales hinübergehen. — Es fließen also diese Elektronenströme vorzugsweise zwischen dem ersten und letzten Fadenabschnitt, die nämlich die größte Potentialdifferenz gegeneinander aufweisen.[1])

Das heißt aber, daß der Lampenstrom, den wir mit einem eingeschalteten Amperemeter messen, eigentlich aus zwei Teilen besteht: der überaus größte Teil — der gewöhnliche Leitungsstrom — fließt durch den Glühfaden, ein kleiner Teil fließt als Elektronenstrom durch das Vakuum hindurch.

Nun lassen sich bekanntlich die Thermionenströme durch ein magnetisches Feld sehr leicht beeinflussen, und zwar vermindern, und so habe ich es vor Jahresfrist versucht, die Thermionenströme einer Vakuumlampe mit Hilfe der magnetischen Beeinflussung derselben nachzuweisen. Das Ergebnis entsprach vollständig den Erwartungen. Eine normale Vakuumlampe wurde in das Innere einer Spule gebracht, so daß Lampenachse und Spulenachse zusammenfielen; wurde jetzt durch Schließen des Spulenstromes ein magnetisches Feld von der Stärke von einigen hundert Gauss erregt, so zeigte das in den Lampenstromkreis eingeschaltete Amperemeter eine kleine, aber sicher zu beobachtende Stromabnahme von einigen Zehntelmilliampere. Die Erklärung dieser Stromabnahme wurde schon oben angedeutet. Das magnetische Feld lenkt die von dem negativen nach dem positiven Fadenabschnitt auf geraden Bahnen sich bewegenden Elektronen ab und zwingt sie, sich auf krummen Bahnen zu bewegen, so daß sie die positiven Fadenteile entweder gar nicht oder nur auf längerem Wege erreichen, was einer Abnahme der Elektronenströme entspricht.

2. Die Wiederaufnahme dieser Versuche wurde hauptsächlich durch die Veröffentlichung von Greinacher „Über die Demonstration der Thermionenströme in einer Vakuumglühlampe", Zeitschr. f. techn. Physik **4** (1923), 9, veranlaßt. Greinacher beschreibt hierfür folgende elektrostatische Methode. Der sorgfältig gereinigte Lampenkolben wird mit einem Stanniolring überzogen, dieser mit einem Elektroskop verbunden und mit positiver Elektrizität aufgeladen. Wird jetzt die Lampe eingeschaltet, so werden aus dem Faden negative Elektronen frei, legen sich auf die innere Ballonwand, wodurch die positive Ladung des Stanniolringes gebunden und der Ausschlag des Elektroskopes verringert wird. Ebenso konnte er die

[1]) Es soll im folgenden immer von fertigen Lampen mit normalem, gutem Vakuum gesprochen werden. — Wir betrachten also nicht die beim ersten Brennen vorübergehend auftretenden oder in Lampen mit schlechtem Vakuum dauernd bestehenden Ionenströme.

Existenz von positiven Ionen nachweisen, die in einer Lampe, wo doch kein extremes Vakuum hergestellt wird, durch Stoßionisation immer erzeugt werden können.

Dieser zweifellos sehr einfachen und hübschen Methode gegenüber schien unsere Methode doch leistungsfähiger zu sein, indem sie es gestattet, nicht nur die Existenz der freien Elektronen, sondern auch die der Elektronenströme nachzuweisen, und dieselbe auch messend zu verfolgen.

Im Laufe der Versuche sind wir dann unwillkürlich über dieses ausgesteckte Ziel hinübergegangen. Denn es zeigten sich wiederholt merkwürdige, zu Beginn rätselhafte Erscheinungen, die aufgeklärt werden sollten. Dies ist auch gelungen, und es entstand allmählich ein ziemlich vollständiges Bild über die sich in einer normalen Vakuumlampe abspielenden gaselektrischen Vorgänge, das wir im folgenden systematisch darstellen wollen. Für die unmittelbare praktische Verwendung ergaben diese Versuche einige Methoden zur Prüfung des Vakuums einer fertigen Lampe.

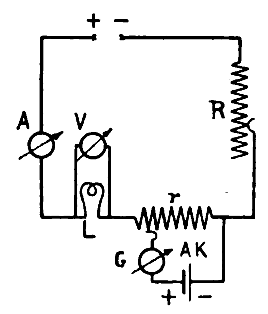


Abb. 1. Schaltungsschema.

Die magnetische Beeinflussung der Thermionenströme.

3. Da die Vorversuche gezeigt haben, daß die zu erwartenden Änderungen der Stromstärke ziemlich klein sind, so wurden diese nicht mehr unmittelbar mit einem Amperemeter, sondern mit der vielfach empfindlicheren Kompensationsschaltung in ihrer einfachsten Form gemessen. Das Schaltungsschema ist auf Abb. 1 dargestellt. Die Lampe L (Abb. 1) ist durch den variablen Widerstand R und durch den fixen Widerstand r an die Klemmen der Stromquelle angeschlossen, das Amperemeter A und das Voltmeter V mißt Stromstärke und Spannung der Lampe. Der Kompensationskreis enthält einen Akkumulator Ak und das Galvanometer G; dieses, ein Millivoltmeter von Siemens von 420 Ω innerem Widerstand und von 1×10^{-4} Volt Empfindlichkeit pro Skalenteil, konnte durch Verschiebung des Kontaktes von r auf Null oder, um beiderseitige Ausschläge beobachten zu können, auf die Skalenmitte eingestellt werden. Bei dieser Schaltung wird ein Ausschlag des Galvanometers um einen Skalenteil, wie eine einfache Rechnung zeigt, durch eine Änderung der Lampenstromstärke um 5×10^{-6} A. hervorgerufen, eine mehr als genügende Empfindlichkeit, die nur bei einer hinreichenden Beständigkeit der Stromquelle ausgenützt werden kann. Da die verwendete 150 Volt- bzw. 300 Volt-Batterie (infolge wechselnder Belastung durch den Betrieb) nicht immer genügend konstant war, wurde später eine Wheatstone-Brückenschaltung verwendet. Bildet man zwei nebeneinander liegende Zweige der Brücke durch zwei Lampen gleicher Type, die zwei anderen aus zwei veränderlichen Rheostaten, so ist diese Anordnung gegen Änderung der Stromquellenspannung beinahe vollständig unempfindlich: der einmal auf Null gebrachte Galvanometerausschlag bleibt trotz Schwankungen der Betriebsspannung ständig auf Null. Wird aber durch irgendeine Einwirkung die Stromstärke nur in der einen Lampe geändert, so wird der Brückenausgleich gestört und das Galvanometer schlägt aus.

Wie empfindlich diese Anordnung ist, zeigt folgende Beobachtung: Wird eine Lampe benutzt, in welcher der Glühfaden auf irgendeinem Halter locker aufliegt, so genügt oft eine leise Berührung der Lampe, um am Galvanometer einen Ausschlag zu bekommen. Durch die verschieden starke Berührung zwischen Draht und Halter ändert sich nämlich die Abkühlung des Drahtes, infolgedessen auch die Stromstärke. Diese Fehlerquelle muß bei der hier beschriebenen magnetischen und elektrostatischen Beeinflussung der Lampe sorgfältig beobachtet werden. Denn durch die magnetischen und elektrischen Kräfte werden die Fäden auf den Haltern mehr oder weniger verbogen und die dadurch verursachte Änderung der Stromstärke täuscht leicht eine Beeinflussung der Thermionenströme vor. In diesem Zusammenhang kann auch folgende Beobachtung erwähnt werden: Wird die eine Lampe durch eine gasgefüllte Lampe ersetzt, so zeigt das Galvanometer fortwährende Stromschwankungen an. Diese rühren davon her, daß die Konvektionsströme in der Lampe gewissen Schwankungen unterworfen sind, wodurch Temperaturen und Widerstand des Glühfadens sich fortwährend ändern. Bei gewisser Lage der Lampe sind diese Schwankungen vollständig periodisch: ein Zeichen dafür, daß bei dieser Lage die Konvektionsströme nicht aus stationären Strömungen, sondern aus periodisch von dem Draht sich loslösenden Wirbeln besteht. Gelegentlich werden wir diese interessante Beobachtung weiter verfolgen.

4. Mit dieser Anordnung wurden zuerst Lampen normaler Fabrikation und verschiedener Typen und zwar 50 kerzige Lampen von 65, 110, 130 und 210 Volt Spannung untersucht, ob die erwähnte Stromabnahme im magnetischen Felde immer festzustellen ist. Es wurde immer die schon erwähnte

Spule verwendet und man hatte in einem Feld von etwa 300—500 Gauss Stärke Galvanometerausschläge über die ganze Länge der Skala (180 Skalenteile) beobachtet. Mit einer Lampe von 150 Volt, 50 HK, wurden z. B. bei verschiedener Belastung folgender Zahlen erhalten:

Spannung der Lampe	(Volt)	100	110	120	130	144
Stromstärke „ „	(Amp.)	0,33	0,35	0,37	0,39	0,41
Stromabnahme / Thermionenstrom	(Millamp.)	0,057	0,16	0,38	0,57	0,92

Wie ersichtlich, wächst der Thermionenstrom sehr rapid mit der Lampenspannung an. Dies war auch zu erwarten. Denn es wächst die Anzahl der emittierten Elektronen im Sinne des Richardsonschen Gesetzes exponential mit der Fadentemperatur und die gleichzeitige Erhöhung der Lampenspannung wirkt auch in diesem Sinne mit. Es soll noch erwähnt werden, daß neben diesem regelmäßigen Einflusse des magnetischen Feldes, also neben der Verminderung der Stromstärke, manchmal eine unregelmäßige, nicht gut reproduzierbare Stromzunahme beobachtet wurde, und zwar meistens in Fällen, wo sich die Lampe, außer der Spule, im inhomogenen Felde befand. Wir haben ferner festgestellt, daß auch bei der Annäherung eines Hufeisenmagneten oft eine Stromzunahme zu beobachten ist, aber mit der Erklärung dieser Erscheinung haben wir uns eingehender nicht beschäftigt.

Das elektrische Verhalten des Glühfadens und die elektrische Beeinflussung der Thermionenströme.

5. Es soll später unten erwähnt werden, wie wir auf den Gedanken geführt wurden, das Verhalten der Lampe gegenüber elektrostatisch geladenen Körpern zu untersuchen, jedenfalls sind die erhaltenen Ergebnisse recht interessant.[2]) Nähert man einer nicht brennenden Vakuumlampe einen geladenen Körper, sei es ein positiv geladener Glasstab oder ein negativ geladener Ebonitstab, so werden in beiden Fällen die Glühfäden, wie zu erwarten, von dem elektrisch geladenen Körper angezogen und sie biegen sich aus, entfernt man den elektrisierten Körper; so strecken sich die Fäden — infolge der Elastizität der Fadenhalter — wieder gerade. Der glühende Faden aber verhält sich nur gegenüber einem negativ geladenen Körper so, wie im kalten Zustande, während er sich gegen einen positiv geladenen ganz anders verhält. Nähert man nämlich einen positiv geladenen Körper, so werden die Fäden nicht angezogen, sondern bleiben vollständig unbeweglich, entfernt man aber plötzlich den Glasstab, so spreitzen sich die Fäden stark auseinander und bleiben längere Zeit ausgebaucht. Die Erklärung dieser merkwürdigen Erscheinung ergibt sich, wie folgt. Die Anziehung eines elektrisch neutralen Körpers — etwa des Glühfadens — durch einen geladenen Körper erfolgt durch die elektrische Influenzwirkung desselben. Nähert man z. B. den Ebonitstab an die Lampe, so wirkt er auf den Glühfaden verteilend; die gleichnamige, hier negative Ladung wird abgestoßen und fließt durch die Leitungsdrähte in die Erde ab, die entgegengesetzte, hier positive Ladung des Fadens, wird dagegen durch die negative Ladung des Ebonitstabes angezogen. Ist diese entgegengesetzte Ladung an den betreffenden Körper gebunden, so äußert sich diese gegenseitige Anziehung der Ladungen in einer gegenseitig mechanischen Kraft, zwischen den betreffenden Körpern mit der angezogenen positiven Ladung des Fadens wird der Faden selbst mit angezogen. Im Falle des angenäherten positiv-elektrischen Glasstabes ist aber die entgegengesetzte influierte Ladung des Fadens negativ, und diese ist — wenn der Faden glüht — nicht an denselben gebunden, sondern kann als Elektronenschwarm aus diesem entweichen; es wird also bei der Annäherung des Glasstabes die negative Ladung aus dem Faden sozusagen herausgezogen und der Faden, auf welchen keine mechanische Kraft übertragen wird, bleibt in Ruhe. Gleichzeitig kompensiert die auf die innere Ballonwand hinübergegangene negative Ladung die Wirkung des Glasstabes, bis auf der ganzen Länge des Fadens die elektrische Feldstärke gleich Null wird. Entfernt man jetzt den Glasstab, so fällt seine Wirkung fort und die Fäden werden durch die Anziehung der negativen Ballonladung stark ausgebaucht.

In der Wirklichkeit spielen sich diese Erscheinungen nicht in dieser einfachen Form ab. Wir haben nämlich gefunden, daß wenn man den Glasstab etwas langsamer entfernt, dann bauchen sich die Fäden entweder gar nicht aus, oder aber geht die Ausbauchung in kurzer Zeit zurück. Dasselbe wiederholt sich bei der Annäherung des (geriebenen) Ebonitstabes. Wird er langsam angenähert, so biegen sich die Fäden entweder gar nicht aus, oder verschwindet die Ausbiegung allmählich in ein bis zwei Sekunden; wird er sehr rasch angenähert, so werden die Fäden stark angezogen und bleiben auch so, solange man den Ebonitstab nicht entfernt. Die Erklärung für dieses merkwürdige Verhalten hat sich aus den Versuchen ergeben, die wir über die elektrostatische Beeinflussung der Thermionenströme aus-

[2]) Die im Punkt 5 beschriebenen Versuche sind, wie wir erst nach Niederschrift dieser Arbeit gefunden haben, nicht ganz neu. Es hat F. Lloyd Hopwood und Eve dieselbe bereits im Jahre 1914 in der Nature veröffentlicht und der erstgenannte auch zu einem qualitativen Studium der Thermionenemission, Phil. Mag. (6) **29** (1915), 362—69, verwendet.

führten; selbst der Unterschied zwischen rascher und langsamer Entfernung bzw. Annäherung wurde zuerst bei diesen Versuchen beobachtet.[3])

6. Man gelangt zu interessanten Folgerungen, wenn man diese Beobachtungen mit der Raumladungstheorie in Verbindung bringt. Man denke sich zwei ebene Metallplatten in dem gegenseitigen Abstand d in einem Hochvakuum mit Hilfe einer Batterie auf eine Potentialdifferenz V aufgeladen. Sie ziehen sich dann gegenseitig an, mit einer Kraft gleich $\frac{1}{8\pi}\left(\frac{V}{d}\right)^2$ pro cm^2. Sind sie etwa pendelartig aufgehängt, so nähern sie sich einander und zwar wenn sie, von gleicher Dimension und gleichem Gewicht sind, so ist die Ablenkung beider aus der vertikalen Lage dieselbe. Man denke nun die auf Potential O befindliche Platte erhitzt, so emittiert sie Elektronen und es fließt ein konstanter Elektronenstrom zu der Anode hinüber. Gleichzeitig wird der Wert des Potentials zwischen den Platten durch die negative Raumladung überall herabgesetzt, es ändert sich nicht mehr linear längs der Plattennormale und sein Gradient nimmt auf der Kathode einen kleineren, auf der Anode einen größeren Wert auf. Das würde aber bedeuten, daß die elektrostatische Anziehung, die die Kathode erfährt, kleiner ist als die, welche auf die Anode wirkt; im Gegensatz mit dem Prinzip der Gleichheit von Aktion und Reaktion. Ist insbesondere die Temperatur der Kathode so hoch, daß die vorhandene Potentialdifferenz nicht ausreicht, den Sättigungsstrom hervorzurufen, so soll als erste Annäherung angenommen werden, daß die Feldstärke auf der Kathode gleich Null ist und sie wird von der Anode gar nicht angezogen, wogegen letztere die größtmögliche Anziehung erfährt.

Dieser scheinbare Widerspruch mit dem dritten Newtonschen Prinzip löst sich sofort, wenn man bedenkt, daß auf der Anode auch die Bewegungsgröße der aufprallenden Elektronen übertragen wird, die eine der elektrostatischen Anziehung entgegengesetzte Kraft ergibt, welche die elektrostatische Kraft ganz oder zum Teile aufhebt. Es ist selbstverständlich, daß die Raumladungstheorie diese Folgerungen bestätigt. Denn die Gleichung

$$\tfrac{1}{2}\, m v^2 = V \cdot e\,, \qquad (1)$$

die man außer den Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2 V}{d x^2} &= 4\pi\varrho \\ i &= \varrho \cdot v \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

für die Ableitung der Gesetze der Thermionenströme benützt, bedeutet eben die Anwendung des Energiesatzes auf die Bewegung der Elektronen. In der Tat, die Gleichung

$$\frac{1}{8\pi}\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 - \frac{1}{8\pi}\left(\frac{dV}{dx}\right)_0^2 = i\sqrt{\frac{2mV}{e}}\,, \qquad (3)$$

die man nach einer Integration der für V geltenden Gleichung erhält[4]), ist nichts anderes als der mathematische Ausdruck des vorhin Gesagten. Auf der linken Seite steht nämlich die Differenz der elektrostatischen Kräfte, die auf die Anode, bzw. Kathode wirken, und der Ausdruck auf der rechten Seite ist nichts anderes als die pro cm^2 und sekundlich auffallende Bewegungsgröße der Elektronen (J). Es ist nämlich

$$J = N m v$$

und N, die Anzahl der pro Sekunde aufprallenden Elektronen, ist gleich $\frac{\varrho}{e} \cdot v$. Man erhält also

$$J = \frac{m}{e}\varrho v^2 = \frac{m}{e} i \cdot v\,.$$

Setzt man hier für v den aus Gleichung (1) ergebenden Wert

$$v = \sqrt{\frac{2Ve}{m}}\,,$$

so erhält man für J genau den Ausdruck, der auf der rechten Seite von (3) steht.

Diese einfache Überlegung hier einzuschalten schien mir deshalb nicht überflüssig, denn — seitdem die bekannten, von Crookes seinerzeit als mechanische Wirkungen der Kathodenstrahlen gedeuteten Erscheinungen sich als Radiometerwirkungen herausgestellt haben, scheint die Meinung allgemein verbreitet zu sein, daß die mechanische Wirkung der Kathodenstrahlen eine außerordentlich kleine, nur mit ganz feinen Hilfsmitteln beobachtbare ist. Bei der mit Glühkathoden erreichbaren Intensität der Kathodenstrahlen (Thermionenströme) ist aber dies gar nicht mehr der Fall, denn sie ist groß genug, um die bei einigen hundert Volt Spannung schon leicht beobachtbare elektrostatische Anziehung (man denke z. B. die Anode als Elektroskopblättchen ausgebildet) zu kompensieren und in einem Coolidgerohr bei 20 Milliampere Stromstärke und 100000 Volt Betriebsspannung erreicht sie schon den Wert von 660 dyn.[5])

[3]) F. Lloyd Hopwood scheint dieser Unterschied in der Wirkung von schneller und langsamer Bewegung nicht ganz unbemerkt zu bleiben, denn er schreibt (l. c. S. 363) . . . „on rapidly removing the positively charged rod“ usw., eine ausdrückliche Erwähnung desselben findet man bei ihm aber nicht.

[4]) Siehe Langmuir, Phys. Rev. **2** (1913), 450.

[5]) Ein ähnliches, höchst interessantes Beispiel findet man bei Günther-Schulze, Die physikalischen Vorgänge im Quecksilberdampfgleichrichter, Helios XXX (1924), Nr. 3) 17, wo es heißt: . . . es strömen auf 1 qcm Kathodenfläche in der Sekunde 8,21 g Hg-Ionen mit der Endgeschwindigkeit $2{,}23 \times 10^5$ cm/sec zu. Diese üben auf die Kathode einen Stoßdruck von 1,8 Atm. aus. Dieser Stoßdruck erzeugt jedoch keine Vertiefung auf der Kathodenfläche, weil er durch die gegenseitige Anziehung von Kathode und Kationen hervorgerufen ist . . .

7. Die Wirkung von elektrostatisch geladenen Körpern auf die Thermionenströme wurde ebenfalls mit der beschriebenen Brückenschaltung untersucht. Um die Ballonladungen feststellen zu können, wurde um dieselbe, wie bei Greinacher, ein Stanniolring oder eine einfache Drahtschlinge gelegt, der mit einem gewöhnlichen Aluminiumblattelektroskop verbunden war.

Verbindet man gleichzeitig das Elektroskopgehäuse mit dem positiven Lampenpol und schaltet man den Strom ein, so zeigt das Elektroskop eine ungefähr der Betriebsspannung entsprechende Ladung. Es verhält sich also der Kolben, wie es auch andererseits bekannt ist, wie eine dritte, auf dem Potential des negativen Lampenpols befindliche Elektrode. Diese Auffassung hat sich für die Erklärung sämtlicher noch zu beschreibender Versuche sehr gut bewährt und es wird — im Interesse des leichteren Verständnisses der weiteren Ausführungen — angebracht sein, diese zugleich als Zusammenfassung unserer Versuche in klarer Form niederzulegen.

Hinsichtlich der Thermionenströme und hinsichtlich deren Beeinflussung durch magnetische, elektrostatische und elektromagnetische Kräfte verhält sich eine Vakuumglühlampe genau so wie ein Glühkathodenrohr mit drei Elektroden, wobei das negative Ende des Glühfadens die Glühkathode, das positive Ende die Anode, und die Ballonwand das (isolierte) Gitter darstellt.

Die elektrostatische Beeinflussung der Thermionenströme geht übrigens vollständig parallel mit dem elektrostatischen Verhalten des Glühfadens: die Annäherung eines negativ aufgeladenen Körpers oder die negative Aufladung der Kolbenwand äußert sich einerseits in einer Ausbiegung der Fäden, andererseits in einer Verminderung des Thermionenstromes genau so, wie eine negative Aufladung des Audiongitters eine Abnahme des Thermionenstromes bewirkt.

Im einzelnen verlaufen diese Erscheinungen folgendermaßen: Nähert man einer mit der vorgeschriebenen Spannung brennenden Lampe einen (positiv-elektrischen) Glasstab, so ist während der Annäherung keine Wirkung — weder auf dem Elektroskop noch auf dem Galvanometer — zu beobachten. Entfernt man ihn rasch, so ladet sich das Elektroskop stark negativ auf und der Galvanometerausschlag geht stark zurück — entsprechend einer Verminderung oder sogar — wie wir später sehen werden — dem gänzlichen Verschwinden der Thermionenströme.[6]) Entfernt man den Glasstab langsam, so ist keine, oder nur eine vorübergehende Aufladung des Elektroskopes und Verminderung des Thermionenstromes zu beobachten.

Der durch ein rasches Entfernen des Glasstabes hervorgebrachte Zustand der Lampe kann längere Zeit hindurch aufrecht erhalten bleiben. Man beobachtet ein allmähliges Zusammenfallen der Elektroskopblättchen, wobei aber das Galvanometer noch immer keinen Thermionenstrom anzeigt; erst wenn die Ballonladung beinahe auf ihren normalen Wert zurückgegangen ist, kehrt das Galvanometer plötzlich in seine ursprüngliche Lage zurück. Diese Beobachtung wurde noch durch die folgende ergänzt: Nähert man an die durch rasches Entfernen negativ aufgeladene Lampe wieder den Glasstab, so fallen die Elektroskopblättchen infolge der Influenzwirkung etwas zusammen, um bei der langsamen Entfernung des Stabes wieder auseinander zu gehen, der Galvanometerzeiger behält aber immer noch die, das Aufhören des Ionenstromes bezeichnende Lage. Dieses Spiel kann beliebig oft wiederholt werden; wird aber der Elektroskopausschlag durch zu starke Annäherung des Glasstabes einmal in die Nähe seines normalen Wertes heruntergedrückt, so kehrt das Galvanometer plötzlich in seine ursprüngliche Lage zurück — das Einsetzen des Thermionenstromes anzeigend — und nach einem (langsamen) Entfernen des Stabes zeigt das Elektroskop jetzt schon keine Ladung mehr an. Dieser merkwürdige Unterschied zwischen der Wirkung langsamer und rascher Entfernung und die letzterwähnten Versuche werden durch die Mitwirkung von positiven Ionen zwanglos und restlos erklärt. Da in der Lampe kein Hochvakuum ist, so werden, sobald ein Thermionenstrom zwischen den Faden (und Elektroden) hinübergeht, durch Stoßionisation auch positive Ionen erzeugt; hört aber der Thermionenstrom auf, so entstehen auch keine positiven Ionen mehr.

Denken wir jetzt einen elektrisch positiv geladenen Glasstab in die Nähe der Lampe gebracht. Die innere Ballonwand ladet sich dadurch negativ auf; eine Wirkung auf die Thermionenströme wird aber noch nicht ausgeübt: es ist doch die elektrische Feldstärke in dem Inneren der Lampe — wie schon erwähnt — gleich Null. Entfernt man also den Glasstab langsam, so werden die vorhandenen und fortwährend neu erzeugten positiven Ionen die negative Ballonladung allmählich neutralisieren und es zeigt sich keine von den elektrostatischen Wirkungen (Fadenausbiegung, Ballonladung, Aufhören des Thermionenstromes). Wird dagegen der Glasstab plötzlich entfernt, so reichen die augenblicklich vorhandenen positiven Ionen nicht aus, um die Ballonladung zu neutralisieren; durch die gebliebene negative Ladung wird der Elektronenstrom unterdrückt, es werden

[6]) Es wurde hier mit verhältnismäßig kleinen Ladungen gearbeitet, sonst schlug das Elektroskop zu stark aus und die Verbiegung der Fäden konnte auch störend wirken.

also keine neuen positiven Ionen mehr erzeugt und die Ballonladung und ihre Wirkungen bleiben längere Zeit hindurch aufrecht. Sinkt sie aber nur kurze Zeit aus irgendeinem Grunde (mangelhafte Isolation, Annäherung eines positv elektrischen Körpers) beinahe auf den normalen Wert, so kann sie den Elektronenstrom nicht mehr verhindern, dieser setzt ein und die gleichzeitig produzierten positiven Ionen machen diesem Zustande ein Ende. Es hat somit das aus der Lampe und aus dem Glasstab bestehende System zwei verschiedene Gleichgewichtslagen; von der Geschwindigkeit, mit welcher sie in ihre gegenseitige Lage gebracht werden, hängt es nun ab, welches der beiden Gleichgewichte zustande kommt.

Das Verhalten der Lampe gegenüber negativ geladenen Körpern entspricht natürlich auch der hier gegebenen Erklärung. Wird z. B. eine (negativ geladene) Ebonitplatte weder zu schnell, noch zu langsam der brennenden Lampe genähert, so wird zuerst der Thermionenstrom vermindert, allmählich setzen sich aber die durch die Ebonitplatte angezogenen positiven Ionen an die innere Kolbenwand, heben ihre Wirkung auf und das Galvanometer kehrt in seine frühere Lage zurück. Wird dagegen die Platte sehr rasch genähert, so wird durch ihre negative Ladung der Thermionenstrom unterdrückt, der Galvanometerzeiger geht zurück und das mit dem Stanniolring des Ballons verbundene Elektroskop zeigt die influierte, freie negative Ladung an. (Da durch eine zu rasche Annäherung eventuell die Lampe gefährdet wird, kann man auch so verfahren, daß man die Ebonitplatte ständig in der Nähe der Lampe hält, eine Metallplatte dazwischen anbringt und diese schnell entfernt.)

Es ist recht auffallend, wie wenig positive Ionen in einer Lampe mit gutem Vakuum erzeugt werden, sonst könnte nämlich der oben geschilderte Vorgang (das allmähliche Verschwinden der Wirkung der Ebonitplatte) nicht mit dem Auge beobachtet werden. Man könnte daran denken, diese Erscheinungen zu einer Kontrolle des Vakuums der fertigen Lampe zu verwenden, wofür vier verschiedene Möglichkeiten gegeben sind, indem man a) die Ausbiegung des Glühfadens, b) die Aufladung des Ballons mit einem Elektroskop, c) die Verminderung des Thermionenstromes durch magnetische und endlich d) die Abnahme desselben durch elektrostatische Beeinflussung beobachten könnte. Praktische Versuche in dieser Richtung wurden bisher noch nicht ausgeführt.

Verhalten der Vakuumlampe elektromagnetischen Schwingungen gegenüber.

8. Aus dem bisher Gesagten könnte man mit großer Wahrscheinlichkeit folgern, daß die Vakuumglühlampe — wie ein Audion — auch auf elektromagnetische Schwingungen reagieren muß. Es ist in der Tat so, da wir aber diese Wirkung in einer recht überraschenden Form und noch zu Beginn unserer Versuche beobachteten, hat es einige Mühe gekostet, die betreffende Erscheinung zu enträtseln.

Bei der Untersuchung der magnetischen Beeinflussung der Thermionenströme (siehe Punkt 3 und 4) haben wir nämlich beobachtet, daß außer der stationären Wirkung des magnetischen Feldes noch eine Wirkung beim Schließen und Öffen des Spulenstromes auftritt, die sich in einer starken Verminderung der Thermionenströme äußert. Diese Wirkung zeigte sich in besonders reiner Form, als man bei Beibehaltung der 110 Volt Speisespannung mit der Spulenstromstärke bis auf 5—10 Milliamperes herunterging. Das hierdurch erzeugte, sehr schwache Feld von 1—2 Gauss hatte nämlich keinen ständigen Einfluß auf die Thermionenströme, wurde aber der Strom (mit einem Morseschlüssel) öfters nacheinander unterbrochen, so schwang das Galvanometer stark zurück, eine starke Verminderung der Thermionenströme anzeigend, blieb längere Zeit in dieser Lage, um dann einmal, beinahe plötzlich, in seine ursprüngliche Lage zurückzukehren. Die erste Hinweisung darauf, daß es sich hier um eine Beeinflussung der Thermionenströme durch elektromagnetische Schwingungen handelt, verdanken wir Herrn Dr. I. Tomits, Obering. der kgl. ung. Post- und Telegraphenversuchsstation.

Es ist bekannt, daß wenn ein Glühkathodenrohr elektromagnetischen Schwingungen ausgesetzt ist, das Gitter sich negativ aufladet und der von der Glühkathode nach der Anode fließende Strom dadurch herabgesetzt wird. In unserem Falle können solche Schwingungen beim Schließen und Öffnen des Spulenstromes infolge der Kapazität und Induktivität der Spule entstehen, und so war es naheliegend, die im Spuleninnern angebrachte Glühlampe durch ein Audion zu ersetzten und sein Verhalten beim Öffnen und Schließen des Spulenstromes zu beobachten. Verwendet wurde eine übliche Nieder- und Hochfrequenzverstärkerlampe und es wurde einfach der Anodenstrom gemessen; das Gitter war isoliert und mit einem Elektroskop verbunden. Bei dieser Anordnung zeigte sich in der Tat der erwartete Effekt: beim Schließen und Öffnen des Spulenstromes ladete sich das Gitter negativ auf und der Anodenstrom wurde stark herabgesetzt. Dieselbe negative Aufladung wurde dann bei einer Lampe, welche mit einem Stanniolring versehen und mit dem Elektroskop verbunden wurde, beobachtet. Nach Aufhören des „Klopfens" mit dem Morsetaster verliert der Kolben seine Ladung nur ganz langsam und der ganze Vorgang ist derselbe wie bei einer elektrostatisch hervorgerufenen Aufladung: die

Elektroskopblättchen fallen allmählich zusammen, aber der Thermionenstrom setzt nicht allmahlich, sondern fast momentan ein, sobald die Ballonladung beinahe auf ihren normalen Wert zurückgegangen ist.

Man könnte diese Eigenschaft der Vakuumlampe — auf elektrische Schwingungen zu reagieren — in sehr verschiedener Form demonstrieren. Hier sollen nur noch zwei Beobachtungen erwähnt werden.

Die Lampe reagiert sehr stark auf die Schwingungen eines Teslaapparates, wenn ein, mit irgendeinem Punkt des Teslaapparates verbundener Draht in die Nähe der Lampe geführt wird. Ebenso reagiert sie auf die elektrischen Wellen, die durch einen kleinen Induktor dadurch erzeugt werden, daß die Sekundärklemmen desselben mit zwei Drahtstückchen verbunden wurden, zwischen welchen ein Funken von einigen Millimeter Länge übersprang. Hält man zwischen Lampe und Induktor eine Metallplatte, die die elektrischen Wellen abschirmt, so hört die Wirkung auf die Lampe auf, eine dazwischengeschaltete Ebonitplatte dagegen läßt die Wirkung unverändert bestehen.

(Eingegangen am 2. April 1924.)

Eine Bemerkung über die optischen Methoden zur Prüfung von Materialbeanspruchungen, insbesondere bei Verwendung von Zelluloid.

Von M. Wächtler.

Deformiert man einen isotropen festen Körper, so wird er meist doppelbrechend. Die Stärke der Doppelbrechung hängt dabei in bestimmter Weise von der Deformation ab. Kennt man den gesetzmäßigen Zusammenhang — der durchaus nicht für alle Materialien derselbe ist — so kann man auch umgekehrt aus der auftretenden Doppelbrechung den Grad der Beanspruchung ermitteln. Es können so z. B. Gesetze über die Verteilung von Beanspruchungen in gebogenen oder gedehnten Stäben und sonstigen Versuchskörpern studiert werden. [Siehe z. B. die Arbeiten von Mesnager[1]), Hönigsberg[2]), Aue[3]), Coker[4]), Filon und Jessop[5]), Asch.[6])]

Es handelt sich bei den Versuchen, die im monochromatischen und auch im weißen Licht ausgeführt werden, im wesentlichen darum, Gestalt und Lage neutraler Zonen zu ermitteln und aus den auftretenden Interferenzfarben z. B. nach einer von Mesnager angegebenen Regel die Beanspruchung zu bestimmen. Dieser Regel liegt ein von F. Neumann[7]) aufgestellter Ansatz, wonach die Doppelbrechung bei Beanspruchungen innerhalb der Elastizitätsgrenze proportional der Spannung ist, zugrunde. Diese einfache Beziehung ist von Neumann selbst und auch von anderer Seite[8]) an Glas experimentell bestätigt worden.

Bei der Verwendung von Glas (also bei Beanspruchung innerhalb der Elastizitätsgrenze) zu den oben angeführten Untersuchungen sind die Ergebnisse mithin sicher gestellt, weil die Voraussetzungen für die Versuchsmethoden — die Gültigkeit des Neumannschen Ansatzes — erfüllt sind. Da nun aber Glas keine größeren Deformationen gestattet, so war es notwendig für solche Versuche, bei denen man auch gelegentlich die Verhältnisse bei bleibender Deformation studieren wollte, ein anderes Material zu benutzen, und zwar gelangte dabei, soweit mir bekannt, überall Zelluloid zur Verwendung.

Wenn nun in diesem Falle die Untersuchungen nach derselben Methode ausgeführt werden — wie das mehrfach geschehen ist — die bei der Verwendung von Glas benutzt wurden, so wird dabei stillschweigend die Annahme gemacht, daß beide Male dieselben Voraussetzungen erfüllt sind. Es müßte also auch beim Zelluloid Proportionalität zwischen Spannung und Doppelbrechung bestehen und zwar auch bei Beanspruchungen über die Elastizitätsgrenze hinaus. Hierzu ist nun zunächst zu bemerken, daß für Verhältnisse bei Beanspruchungen über die Elastizitätsgrenze hinaus theoretische Untersuchungen nicht vorliegen. Der Neumannsche Ansatz gilt nur für elastische Deformationen und es ist somit gar nicht vorauszusagen, ob die Doppelbrechung nach Überschreitung der Elastizitätsgrenze proportional der Spannung oder vielleicht proportional der Deformation verläuft, — bei den elastischen Deformationen, die bei Glas möglich sind, ist es ja infolge der Gültigkeit des Hookeschen Gesetzes gleichgültig, ob man die Doppelbrechung propor-

[1]) Ann. d. ponts et chaussees 1901.
[2]) Zeitschr. d. öster. Ing.-Ver. 1904/1906, ferner zwei Arbeiten vorgelegt d. intern. Verb. für Mat.-Prüfg. Brüss. Kongr. 1906.
[3]) Diss. Jena 1909.
[4]) Gen. elektr. Rewiev 1920/21.
[5]) Phil. Trans. 1922.
[6]) Zeitschr. f. techn. Physik, Sept. 1922.

[7]) Ber. der Berl. Akad. 1843.
[8]) Z. B. Seebeck Schweigers Journal, VII, 1813, XI, XII, 1814. Brewster, Phil. Trans. 1814. Wertheim, Compt. Rend., Bd. 32, 33 u. 35. Hierbei handelt es sich um Krongläser. Von Pockels (vgl. Pockels „Lehrbuch der Kristalloptik") sind nun auch stark bleihaltige Flintgläser untersucht worden, bei denen sich von den Krongläsern recht abweichende Resultate ergaben. Ein Glas von bestimmten Bleigehalt z. B. blieb bei Deformation für eine Farbe isotrop (vgl. das Zelluloid). Näher hierauf einzugehen halte ich an dieser Stelle nicht für notwendig, da zu den optischen Materialuntersuchungsmethoden soweit mir bekannt, Kronglas verwendet worden ist, und hierfür bisher immer der Neumannsche Ansatz bestätigt worden ist, obwohl natürlich auch hier je nach der chemischen Zusammensetzung der Gläser Abweichungen denkbar sind.

tional der Spannung oder der Deformation ansieht — oder ob zu keiner der beiden Größen eine einfache Beziehung besteht. Auch im Falle rein elastischer Deformation ist erst durch Versuche zu prüfen, ob der Neumannsche Ansatz beim Zelluloid auch tatsächlich erfüllt ist.

Versuche von Bjerkén[9]) und Rossi[10]) haben nun ergeben, daß keine einfache Beziehung der Doppelbrechung zur Spannung oder zur Deformation besteht. Daraus folgt bereits, daß die Ergebnisse von Untersuchungen, die bei Verwendung von Zelluloid nach derselben Methode ausgeführt worden sind, wie bei Verwendung von Glas in Frage gestellt werden. Wenn man ferner noch die Ergebnisse der Ambronnschen Untersuchungen des Zelluloids, die ich im folgenden kurz skizzieren werde, heranzieht, so ergibt sich m. E. deutlich, daß das Zelluloid wohl recht ungeeignet ist, um daran nach der optischen Methode Materialbeanspruchungsgesetze zu studieren, besonders wenn bei den Versuchen etwas größere Dauerdeformationen vorkommen können.

Während man bei Glas das Auftreten von Doppelbrechung bei Deformation durch reine Spannungsannahmen im Sinne von F. Neumann deuten kann, führen die Versuche von Ambronn[11]) an Zelluloid dazu, die hier bei Deformation auftretende Doppelbrechung aus zwei Komponenten zusammengesetzt anzunehmen, und zwar neben der „Spannungsdoppelbrechung" noch eine „Orientierungsdoppelbrechung" einzuführen.

Es zeigt sich nämlich, daß ein Zelluloidstreifen bei geringer Dehnung positiv doppelbrechend in bezug auf die Dehnungsrichtung bei stärkerer bleibender Dehnung dagegen negativ doppelbrechend wird. In einer bestimmten Dehnungsstufe ist das Zelluloid also — wenigstens für eine Farbe — isotrop. Ein so weit gedehnter Streifen ist bei Betrachtung im monochromatischen Licht nicht von einem völlig unbeanspruchten zu unterscheiden. Bei Beobachtung mit weißem Licht, treten aber, da die Isotropie nur für eine Wellenlänge eintritt, anomale Interferenzfarben auf, die für einen Mischkörper aus zwei optisch entgegengesetzten Komponenten charakteristisch sind.[12]) Wenn also z. B. ein Streifen so weit gedehnt ist, daß für Na-Licht gerade Isotropie eingetreten ist, so unterscheidet sich dieser Streifen von einem ungedehnten bei Beobachtung in Na-Licht nicht; beide Streifen hellen das Gesichtsfeld nicht auf.

[9]) Wied. Ann. 1891.
[10]) Rend. d. R. Acad. Napoli 1910. } Siehe auch Handwörterbuch der Naturwiss., Artikel „Akzidentelle Doppelbrechung".

[11]) Ber. d. kg. sächs. Ges. d. Wissensch. Math.-phys. Klasse **18** (1911), 249—257 und 402—406.

[12]) Vgl. z. B. H. Ambronn, Über die Disp. der Doppelbr. in Mischkristallen. Zeitschr. für Mineralog. 1913.

Bei Beleuchtung mit weißem Licht dagegen wird der ungedehnte Streifen das Gesichtsfeld auch nicht aufhellen, der gedehnte aber in der Komplementärfarbe von Na-Licht, also blau, aufleuchten.

Den Wechsel des Vorzeigens führt Ambronn darauf zurück, daß das Zelluloid ein Mischkörper aus zwei Komponenten, und zwar aus zwei kristallinischen, — der „positiven" Nitrozellulose und dem „negativen" Kampfer — ist, und zwar legt er folgende Anschauung über den Aufbau des Zelluloids zugrunde, auf die ich hier der Deutlichkeit halber kurz eingehe. Die submikroskopischen „Nitrozellulose- und Kampferkriställchen" werden ursprünglich als völlig regellos miteinander gemischt angenommen, so daß das unbeanspruchte Material isotrop ist. Wird nun gedehnt, so findet eine Orientierung der Teilchen beider Komponenten statt, und zwar anfänglich für beide Komponenten eine nicht gleichmäßige, sondern für die „positive" Nitrozellulose eine bessere wie für den an sich stärker doppelbrechenden „negativen" Kampfer, uud es läßt sich somit der anfänglich positive Verlauf erklären.

Eine Stütze für die Annahme hat Ambronn dadurch geliefert, daß er die eine kristallinische Komponente nämlich den Kampfer durch eine unkristallinische von ungefähr demselben Brechungsexponenten (Xylol) ersetzt und dabei festgestellt, daß die Doppelbrechung stets positiv bleibt. Auf das Vorzeichen und die Mitwirkung von „Spannungsdoppelbrechung" werde ich weiter unten eingehen.

Ausgehend von den grundlegenden Untersuchungen Ambronns, die aber nur qualitativer Natur waren, ist von mir der Zusammenhang zwischen Doppelbrechung und Deformation an Zelluloid genauer experimentell verfolgt worden, und zwar zunächst die Abhängigkeit der Doppelbrechung vom Grade der bleibenden Verlängerung, um erst einmal einen näheren Einblick in den Verlauf der „Orientierungsdoppelbrechung" zu erhalten.[13]) Der Einfluß der „Spannungsdoppelbrechung" wird dadurch möglichst eliminiert, daß die Messungen alle nur an entlasteten Streifen ausgeführt wurden.

Abb. 1 gibt eine Übersicht der Versuchsergebnisse. Als Abszisse ist die bleibende Verlängerung V ($^0/_0$) als Ordinate die Stärke der Doppelbrechung α, aufgetragen, die ja definiert ist als $\alpha = \frac{\gamma \lambda}{d}$ (wobei γ der Gangunterschied zwischen ordentlichen und außerordentlichen Strahles, gemessen in Wellenlängen, λ die Wellenlänge des Beobachtungslichtes

[13]) Ich bringe hier nur kurz einige Punkte der Untersuchungen, soweit das im Rahmen dieses Artikels liegt. Näheres findet sich in meiner Diss. „Über die Beziehung zwischen Doppelbrechung und Dauerdeformation in einigen Gelen". Jena 1924.

und *d* die Dicke des Objektes bedeutet). Die drei Kurven entsprechen den drei monochromatischen Lichtarten, in denen die Messungen ausgeführt wurden.

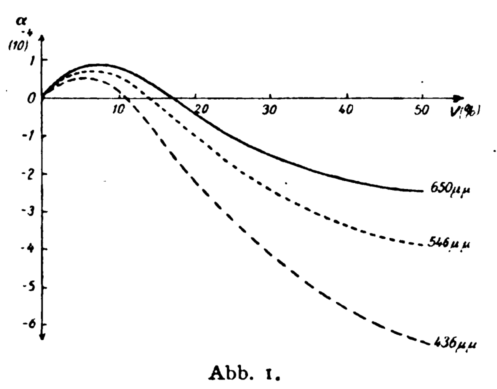


Abb. 1.

Besonders beachtenswert an den Kurven ist einmal der Wechsel des Vorzeichens, auf den ich bereits oben bei der Schilderung der Ambronnschen Versuche einging und wofür ich die

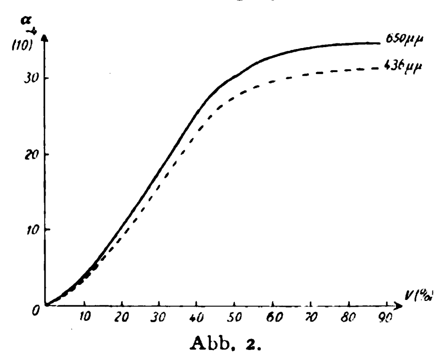


Abb. 2.

Möglichkeit einer Deutung skizzierte.[14]) Ferner lassen die Kurven erkennen, daß die Doppelbrechung mit fortschreitender bleibender Verlängerung offenbar asymptotisch einen festen Grenzwert zustrebt. Hierfür ergibt sich eine zwanglose Deutung aus der bereits oben erwähnten Annahme über das Zustandekommen der „Orientierungsdoppelbrechung". Die Orientierung der „Nitrozellulose und Kampferkriställchen" wird doch allmählich dem Parallelismus der Teilchen als idealen Grenzfall zustreben. In diesem Falle, der einer unendlich großen Verlängerung entspräche, würde sich doch auch noch ein bestimmter endlicher Betrag der Doppelbrechung ergeben. Es ist also verständlich, daß sich nach einer gewissen Verlängerung ein „Sättigungszustand" in der Orientierung der Teilchen, also ein „Umbiegen" im Verlauf der Doppelbrechungskurven zeigt.

Die Ergebnisse der Untersuchungen des mit Xylol „entkampferten" Streifens sind in Abb. 2 dargestellt.

Dieser Kurvenverlauf ist einfacher wie der in Abb. 1, zeigt aber auch das charakteristische „Umbiegen"; aber auch in den geringeren Dehnungsstufen ist nicht einfach Proportionalität zwischen Doppelbrechung und Verlängerung zu beobachten.

Die obige Bemerkung, daß die Doppelbrechung im allgemeinen Fall, wo also nicht an entlastenden Streifen beobachtet wird, aus zwei Komponenten — der „Spannungsdoppelbrechung" und der „Orientierungsdoppelbrechung" — besteht, ist durch folgenden Versuch begründet. Wenn man an einem bleibend verlängerten Streifen eine weitere Verlängerung vornimmt, aber nur so weit, daß sie nach Aufheben der Spannung wieder völlig zurückgeht, so bemerkt man, daß zu der bei bleibender Verlängerung vorhandenen Doppelbrechung noch eine Doppelbrechung hinzu kommt, die nach Aufheben der Spannung wieder verschwindet. Diese „Spannungsdoppelbrechung" ist beim Zelluloid immer positiv, gleichgültig welchen Grad von bleibender Verlängerung der Versuchsstreifen hat, ob also die ursprünglich vorhandene „Orientierungsdoppelbrechung" positiv, null oder negativ ist. In den ersteren beiden Fällen ist mithin die resultierende Gesamtdoppelbrechung größer (bei der von uns, zu den in Abb. 1 dargestellten Versuchen, verwandten Zelluloidsorte also bei einer Verlängerung bis etwa 15 % für grünes Licht) im letzteren kleiner als die vor der „elastischen" Dehnung vorhandenen Doppelbrechung (von etwa $V = 15\,\%$ an).

Noch durch einen weiteren auch bereits von Ambronn ausgeführten Versuch kann man sich überzeugen, daß die Doppelbrechung aus zwei Komponenten zusammengesetzt ist. Dehnt man rasch einen Streifen aus Zelluloid (und zwar so weit, daß man eine negative „Orientierungsdoppelbrechung" zu erwarten hat, z. B. bei unserem Material bis etwa 20 % für Grün) so ist er zunächst positiv doppelbrechend und man kann beobachten, wie die Doppelbrechung allmählich,

[14]) Diejenige Verlängerung bei der gerade Isotropie eintritt, ist bei den verschiedenen Zelluloidsorten recht verschieden und offenbar in erster Linie vom Kampfergehalt abhängig. Bei der zu den eigentlichen Versuchen verwendeten Sorte (Deutsche Zelluloid-Fabrik, Leipzig-Schleußig) trat Isotropie für Grün z. B. bei etwa 15 % Dauerverlängerung ein. Bei einer anderen Sorte (Deutsche Zelluloid-Fabrik, Eilenburg, Prov. Sachsen) trat dieser Fall erst bei etwa 33 % ein und bei einer dritten Probe, deren Herkunft ich nicht mehr feststellen konnte, bereits bei etwa 8 %. Untersuchungen über den Einfluß des Kampfergehaltes wurden von mir nicht vorgenommen; es lag das zunächst nicht im Rahmen meiner oben erwähnten Arbeit. Wohl aber ist auf diese Frage in der am Schluß erwähnten Arbeit von A. Ramspeck, von der ich erst nach Fertigstellung des Manuskriptes Kenntnis erhielt, eingegangen worden. Auf jeden Fall ist die Angabe des Kampfergehaltes vom Zelluloid bei den optischen Beanspruchungsuntersuchungen wichtig, wenn man vergleichbare Resultate angeben will. Der Kampfergehalt von Material, das lange an der Luft gelegen hat, bleibt aber vermutlich nicht konstant, wodurch sich weitere Unsicherheiten ergeben können.

ohne daß an der Spannung irgend etwas geändert wird, geringer wird und wie sie nacheinander für die einzelnen Farben durch Null geht und dann einen festen negativen Wert annimmt. Wenn man die Annahme macht, daß die „Spannungskomponente" sofort wirksam ist, während die „Orientierungskomponente" zu ihrer Entwicklung Zeit braucht, und daß beide Komponenten entgegengesetztes Vorzeichen haben, so erhält man hierfür eine zwanglose Deutung.[15])

Eine Deutung des geschilderten merkwürdigen Verhalten des Zelluloids auf Grund reiner Spannungsannahmen zu geben, ist wohl nicht möglich, dagegen stellen die eben geschilderten, auf Ambronn zurückgehenden Annahmen, über den Aufbau des Zelluloids und die Zusammensetzungen der bei Deformation auftretenden Doppelbrechung die Möglichkeit zu einer zwanglosen Deutung dar.

Wie aus den in Figur 1 dargestellten Kurven zu erkennen ist, ist bereits der Zusammenhang zwischen „Orientierungsdoppelbrechung" und Deformation beim Zelluloid recht kompliziert. Wenn nun auch noch die Spannungskomponente mitwirkt, so ist es verständlich, daß die Versuche von Bjerkén und Rossi einen einfachen Zusammenhang zwischen Doppelbrechung und Deformation oder Spannung nicht ergeben haben. Die Verhältnisse bei nichtentlasteten Streifen und insbesondere bei geringen Deformationen aufzuklären, muß besonderen Versuchen vorbehalten bleiben, wobei zweckmäßig die Kenntnis der Verhältnisse bei bleibender Verlängerung heranzuziehen ist.

An einem Beispiel möchte ich nun noch zeigen, zu welchen Fehlschlüssen in der Beurteilung der Beanspruchungsverteilung man kommen kann, wenn man über das anormale Verhalten des Zelluloids nicht unterrichtet ist, sondern einfach die bei den Untersuchungen von Glas maßgebenden Richtlinien anwendet.

F. Neumann[16]) hat theoretisch gezeigt, daß ein geradliniger Stab, der so weit gebogen wird, daß er seine ursprüngliche Gestalt nicht wieder annimmt, im polarisierten Licht ein System von 3 neutralen Fasern aufweist. Ich zitiere, um den Sachverhalt deutlich zu machen, diejenige Stelle aus der Neumannschen Arbeit, wo diese Frage behandelt wird.

„Wenn z. B. ein geradliniger Stab über eine gewisse Grenze hinaus gekrümmt wird, so kehrt er nach Aufhebung der krümmenden Kraft nicht vollständig zur geradlinigen Gestalt zurück; er hat eine bleibende Krümmung erlitten. Einige seiner Teile haben in der vorübergehenden Krümmung die Grenze der Elastizität überschritten; die Wirkung dieser Teile teils aufeinander, teils auf diejenigen, welche ihre Grenze der Elastizität noch nicht überschritten haben, bestimmt die Größe der bleibenden Krümmung. Im polarisierten Licht würde ein permanent gekrümmter Stab ein System bleibender Farben zeigen, welche sehr verschieden ist von denjenigen, welches aus der vorübergehenden Krümmung entsteht. Auf jeder Seite der Mittelebene des Stabes würde man ein doppeltes System Farben beobachten, ein positives und ein negatives, die durch eine neutrale Zone getrennt sind. Hier würden also 3 neutrale Zonen vorhanden sein, während bei der vorübergehenden Krümmung nur eine solche Zone da ist."

Die Ursache der optischen Nullwirkung ist bei den drei neutralen Zonen also nicht die gleiche. Bei der mittleren kommt die Isotropie dadurch zustande, daß diese Zone völlig undeformiert bei der Biegung geblieben ist. Die beiden äußeren dagegen sind bei der Biegung deformiert worden, und zwar ist die eine verlängert, die andere verkürzt worden. Die optische Isotropie für diese beiden Zonen kommt nun daher, daß sich hier zwei antagonistisch wirkende Kräfte das Gleichgewicht halten. Von den 3 optisch neutralen Zonen sind also die beiden äußeren im eigentlichen Sinne keine mechanisch neutralen (deformations- und spannungsfreie), sondern nur spannungsfreie und nicht deformationsfreie.

An Glas läßt sich, da hier keine bleibende Deformation möglich ist, der Versuch nicht ausführen, wohl aber leicht an völlig ausgetrockneter Gelatine, wie H. Ambronn[17]) gezeigt hat. Es ergab sich das von Neumann vorausgesagte Resultat. Biegt man nun aber einen Streifen aus Zelluloid[18]) und beobachtet ihn im polarisierten Licht, so erkennt man auch hier 3 optisch neutrale Zonen. Diese sind aber keineswegs die von Neumann vorausgesagten und von Ambronn an der Gelatine experimentell bestätigten. Die mittlere davon ist zwar die bekannte mechanisch neutrale, aber die beiden anderen sind nicht spannungsfrei, wie nach der Theorie folgt. Es sind nämlich 2 Zonen, die gerade eine solche Deformation aufweisen, bei der die Doppelbrechung ihr Vorzeigen wechselt; und zwar liegt hier auf der einen Seite der mechanisch neutralen Zone der Fall des durch Dehnung deformierten Zelluloids, auf der anderen Seite der des durch Druck deformierten vor — wofür ganz analoge Betrachtungen gelten wie für die Deformation durch Dehnung —. Es handelt sich also bei diesen beiden optischen neutralen Zonen um Zonen, welche je

[15]) Ein ganz analoges Verhalten zeigt der Kirschgummi, was Ambronn bereits 1889 beobachtete (Ber. d. Deutsch. Bot. Ges. 1889).

[16]) F. Neumann, Poggend. Ann. **54** (1841), 463.

[17]) Ber. d. kgl. sächs. Akad. d. Wissensch. mathem. phys. Klasse Juni 1893.

[18]) H. Ambronn, Dieselben Ber. **63** (1911), 256.

nach dem Kampfergehalt und der Beobachtungslichtsorte eine Deformation von etwa 6—35% aufweisen können. Diese so stark beanspruchten Zonen wird man leicht, wenn man die optische Eigenart des Zelluloids nicht kennt für die nach Neumann zu erwartenden neutralen (spannungsfreien) halten.[19])

Bei Beobachtung im weißen Licht unterscheidet sich aber der Zelluloidstreifen mit den 3 neutralen Zonen durch seine Interferenzfarben in auffälliger Weise von dem Gelatinestreifen, so daß die Vermutung aufkommt, daß in beiden Fällen ein grundsätzlich verschiedener Sachverhalt vorliegen muß. Daß es sich beim Zelluloid nicht um die von Neumann vorausgesagten Zonen handelt, geht auch noch daraus hervor, daß sie bereits auftreten, bevor die nach der Theorie notwendige Voraussetzung, nämlich die Aufhebung der „krümmenden Kraft" erfüllt ist.

Daß bei der Verwendung von Zelluloid andere Verhältnisse als bei Verwendung von Glas auftreten, ist bereits von Aue (siehe oben!) beobachtet worden. Er hat deshalb das Zelluloid nur zu Vorversuchen verwendet und seine eigentlichen Messungen alle an Glas ausgeführt. Auch in der Arbeit von Filon und Jessop (Seite 219 der oben zitierten Arbeit) findet sich eine Bemerkung, daß beim Zelluloid eigentümliche Verhältnisse vorliegen müssen.

Aber nirgends — auch in keiner der anderen oben zitierten Arbeiten — finde ich eine Bemerkung, aus der hervorgeht, daß der charakteristische Wechsel des Vorzeichens der Doppelbrechung bekannt gewesen ist — die Ambronnschen Untersuchungen sind aber bereits 1911 publiziert worden — und daß diesem Umstand gegebenenfalls Rechnung getragen wurde. Ich bin daher der Ansicht, daß die Ergebnisse von Untersuchungen, soweit sie auf die Verwendung des Zelluloid zurückgehen und auf die Ermittelung neutraler Zonen bzw. auf die Beanspruchungsermittelung aus den Interferenzfarben nach der bei Glas angewandten Methode hinauslaufen, nur mit Vorsicht hingenommen werden können, wenigstens wenn bei den Versuchen etwas größere Dauerdeformationen vorkommen können.

Zum Schluß möchte ich nochmal hervorheben, daß es unbedingt notwendig ist, ein Material, an dem man Beanspruchungsgesetze nach der optischen Methode studieren will, vorher genau hinsichtlich des Zusammenhanges zwischen Doppelbrechung und Deformation oder Spannung zu untersuchen, und daß es nicht angängig ist, den bei Glas bestehenden Zusammenhang ohne weiteres auch bei anderen Materialien vorauszusetzen. Das Zelluloid speziell, bei dem die Doppelbrechung in sehr komplizierter Weise von der Deformation und von der Spannung abhängt, halte ich für diese Zwecke für recht ungeeignet, besonders bei etwas stärkerer Dauerdeformation. Eher noch würde sich m. E. mit Xylol „entkampfertes Zelluloid" oder auch Zellon eignen. Bei diesen beiden Materialien findet wenigstens kein Wechsel des Vorzeichens der Doppelbrechung statt. Ob aber, bzw. bis zu welcher Deformationsstufe anfänglich Proportionalität zwischen Doppelbrechung und Deformation oder Spannung besteht, ist besonders zu untersuchen.[20])

Nach Fertigstellung des Manuskriptes erhalte ich noch Kenntnis von 2 Arbeiten, die ich noch kurz erwähnen möchte.

In Heft 4, 1924, dieser Zeitschrift erschien eine Arbeit von W. Birnbaum „Optische Untersuchungen des Spannungszustandes in Maschinenteilen mit scharfen und abgerundeten Ecken". Bei diesen Untersuchungen ist auch wieder Zelluloid verwandt worden, und zwar auch wieder ohne eine Bemerkung darüber, inwieweit den optischen Anomalien dieses Materials Rechnung getragen worden ist. In der Zusammenfassung befindet sich nun eine Bemerkung, daß an T-Stücken die auf Grund der Versuche ermittelten Ergebnisse bei bleibender Aufhellung nicht mit der Theorie übereinstimmen. Ich glaube, daß hierfür der Grund lediglich in der Tatsache zu suchen ist, daß eben beim Zelluloid bei stärkerer Deformation der anfänglich aufgestellte Ansatz, wonach Proportionalität zwischen Spannung und Doppelbrechung vorausgesetzt wird, nicht gilt. Auch die Verwendung eines gedehnten Zelluloidstreifens als Kompensator dürfte m. E. nicht ganz einwandfrei sein, besonders in den Fällen, wo etwas stärkere Deformationen vorkommen. Hierbei wird die zeitliche Veränderung der Doppelbrechung eines gedehnten Zelluloidstreifens, die ich oben kurz erwähnte, unter Umständen erhebliche Unsicherheiten bewirken können.

Ferner ist in Gießen eine Dissertation von A. Ramspeck „Über die Anomalien der akzidentellen Doppelbrechung im Zelluloid" erschienen, in der unter anderem die obenerwähnten zeitlichen Änderungen der Doppelbrechung, die Verhältnisse innerhalb der Elastizitätsgrenze und die Beziehung

[19]) Prinzipiell müssen natürlich auch beim Zelluloid die von Neumann vorausgesagten Zonen auftreten. Sie konnten aber nicht beobachtet werden, vermutlich liegen die für das deutliche Zustandekommen notwendigen Elastizitätsverhältnisse hier nicht so günstig wie bei der Gelatine. — Daß besondere Elastizitätsverhältnisse für das deutliche Zustandekommen vorliegen müssen, scheint mir daraus hervorzugehen, daß es mir weder beim „entkampferten" Zelluloid noch beim Zellon noch beim Zelloidin gelang, den Versuch an der Gelatine zu wiederholen.

[20]) In meiner oben zitierten Dissertation befindet sich im Anhang auch eine kurze Untersuchung des Zusammenhanges zwischen Doppelbrechung und Dauerdeformation am Zellon.



zum Kampfergehalt studiert worden sind. Am Schluß dieser Arbeit, auf die ich hier nicht näher eingehen kann, spricht sich der Verfasser ganz in dem von mir oben ausgeführten Sinne gegen die Verwendung des Zelluloids zu Materialbeanspruchungsuntersuchungen aus. Es heißt dort: „Alle diese auffallenden Anomalien des Zelluloids zeigen klar und deutlich, daß das Zelluloid eine vollkommen ungeeignete Substanz ist, um, wie es in letzter Zeit mehrfach geschehen ist, an Platten aus diesem Material aus der Verteilung der Doppelbrechung bei gegebenen elastischen Beanspruchungen Schlüsse auf die Verteilung der inneren Spannungen zu ziehen."

(Eingegangen am 25. Mai 1924.)

Mitteilungen aus Technik und Industrie.

Kleinautomat an Stelle von Schmelzstöpseln.

Mitteilung der AEG.

Das Abschmelzen der Schmelzstöpsel (Sicherungsdurchschlag) verkümmert dem Verbraucher die Freude an der elektrischen Anlage. Es beruht meist auf momentaner Überlastung, verursacht etwa durch Kurzschluß in der schadhaft gewordenen Zuleitungsschnur einer Tischlampe oder eines Heizkörpers. Manchmal treten auch Defekte an Heizapparaten (Bügeleisen, Kochtöpfen, Zigarrenanzündern und dergleichen) auf, bei denen der Heizwiderstand durch Isolierbanddefekt und darauf folgende Überbrückung zweier Drähte kurzgeschlossen wird. Auch Glühlampen können die Ursache von solchen Kurzschlüssen werden, wenn infolge starker Erschütterung oder nach Ablauf ihrer Lebensdauer der Faden zerfällt und seine Reste sich über die Zuführungsdrähte im Sockel der Lampe legen, so daß eine kurzschlußartige Überlastung eintritt. Bei allen diesen Zufälligkeiten steigt die Stromstärke in den Leitungen so stark an, daß die Leitungen selbst zerstört würden, wenn nicht sofort ihre Ausschaltung selbsttätig erfolgte. Dieses geschah bisher durch „Durchbrennen" der bekannten Schmelzstöpsel, indem der im Porzellankörper eingebettete feine Draht schmilzt und die Unterbrechung der Leitungsführung bewirkt. Zur Wiederinbetriebnahme der Anlage ist der Ersatz des „durchgebrannten" durch einen neuen Schmelzstöpsel erforderlich. Ist nun die Ursache für das Abschmelzen nicht beseitigt, d. h. der defekte Teil der Anlage (die Leitungsschnur, der Heizkörper oder die Lampe) noch angeschlossen, so schmilzt natürlich die neu eingesetzte Sicherung sofort wieder ab, so daß die so außerordentlich ärgerlich empfundene Störung des elektrischen Betriebes sich wiederholt. Daher sollen vor dem Einsetzen von neuen Stöpselsicherungen alle Stromzweige (Schalter und Stecker) nach Möglichkeit ausgeschaltet und nach dem Einsetzen darf der Strom erst wieder eingeschaltet werden, nachdem die Störungsursache ermittelt und beseitigt ist. Die Störungen werden besonders unangenehm empfunden, wenn wiederholt Ersatzstöpsel ohne Nutzen durchbrennen oder überhaupt keine Ersatzstöpsel vorhanden sind, so daß — vielleicht in besonders wichtigen Augenblicken — die Lichtquelle versagt und man im Dunkeln sitzt, bis neue Schmelzstöpsel oder eine unzureichende Ersatzbeleuchtung besorgt sind. Deshalb bilden die neuerdings auf den Markt gebrachten Kleinautomaten die einen vollkommenen Ersatz für die Sicherungsstöpsel bedeuten, eine sehr willkommene Neuerung und Verbesserung der Betriebssicherheit der elektrischen Kleinanlagen.

Der von der AEG eingeführte Kleinautomat (Abb. 1 und 2) hat ungefähr die Größe eines



Abb. 1. AEG-Kleinautomat für vorderseitigen Anschluß (Schutzkappe abgenommen).



Abb. 2. AEG-Kleinautomat für rückseitigen Anschluß.

Sicherungselementes und entspricht hinsichtlich seiner Kurzschlußsicherheit den Vorschriften des Verbandes deutscher Elektrotechniker für Sicherungen. Diese Vorschriften sind bekanntlich mit Recht so streng, daß es den Fabrikanten von Stöpselsicherungen oft schwer wird, sie einzuhalten. Die Unterbrechung des Kurzschlusses führt nämlich durch die im Augenblick auftretende hohe Stromstärke zur Bildung eines sehr starken Lichtbogens, der seinerseits durch die Schutzvorrichtung unterbrochen werden muß. Bei Schmelzstöpseln wird der Lichtbogen in dem mit Sand gefüllten Porzellankörper erstickt. Bei nicht sorgfältig hergestellten Fabrikaten kommt es aber vor, daß der Lichtbogen den Porzellankörper sprengt und großes Unheil anrichtet. Die Verbandsvor-

schriften verlangen deshalb Prüfung mit sehr hoher Stromstärke und Bemessung der Sicherungen nach den Normen für 500 V. Der AEG-Kleinautomat ist entsprechend diesen scharfen Prüfvorschriften für 500 V. gebaut. Bei Kurzschlüssen in der Anlage schaltet er sofort aus. Das Löschen des Lichtbogens geschieht in einem starken magnetischen Gebläse in einem vollständig geschlossenen Raum. Durch eine besondere Anordnung (D. R. P. a.) (siehe Abb. 3) wird der Lichtbogen schnell auf eine verhältnismäßig große Länge geweitet und zuverlässig bei jedem Kurzschlußstrom in der zu schützenden Installation bei Gleich- oder Wechselstrom 500 V. zum Abreißen gebracht. Der besondere Vorzug des Kleinautomaten besteht nun darin, daß die Wiedereinschaltung durch eine ein-

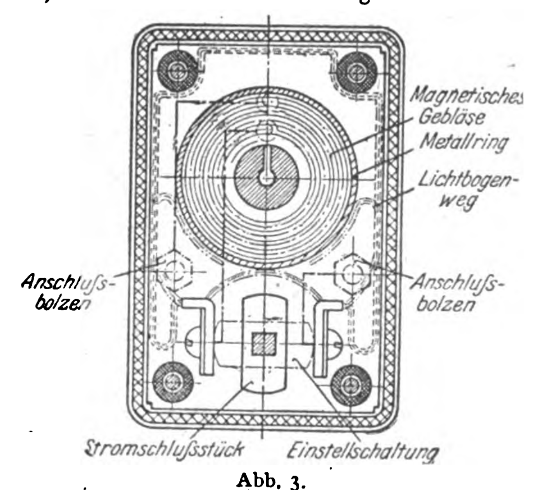


Abb. 3.

fache Schaltbewegung erfolgt, ähnlich wie bei einem Drehschalter, ohne das neue Stöpsel einzusetzen sind. Besteht der Kurzschluß fort (ist also der defekte Teil noch nicht von der Leitung abgeschaltet) so schaltet der Kleinautomat sofort wieder aus, selbst wenn der Griff festgehalten wird. Die Ausschaltung erfolgt so oft, bis der beschädigte Teil aus der Leitung entfernt ist, alsdann ist der Kleinautomat sofort einschaltbar und die Anlage damit wieder in Betrieb.

Abgesehen von der Ersparnis an Kosten für unbrauchbar werdende Schmelzstöpsel beruht der Vorteil der Automaten darin, daß keinerlei Ersatzteile notwendig sind und somit stets volle Betriebsbereitschaft besteht. Da der Automat zugleich einen Schalter darstellt, wird der bisher an jedem Schaltbrett erforderliche Hauptschalter entbehrlich. Die Bedienung der Automaten ist vollkommen gefahrlos und so einfach wie die Bedienung eines Schalters. Sämtliche stromführenden Teile sind ohne Fugen abgedeckt, so daß Verletzungen durch austretende Lichtbogen ausgeschlossen sind. Die Installation erfolgt in der bei Sicherungselementen üblichen Weise. Der Kleinautomat ist in hohem Maße berufen, die Vorzüge und Annehmlichkeiten elektrischer Anlagen zu erhöhen, weil er gestattet, die unvermeidlichen, so überaus störenden Betriebsunterbrechungen, in kürzester Zeit mit wenigen Griffen zu beheben.

Besprechungen.

Hagenbach, A., **Der elektrische Lichtbogen.** (Handb. der Radiologie IV, 2.) 2. A. 8°. XII, 282 S. 130 Abb. i. T. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1924.

Die zweite Auflage ist durch Berücksichtigung der Literatur von 1916 bis 1923 vervollständigt worden. Die dadurch notwendige Erweiterung des Buches wurde durch Kürzung einiger weniger wichtiger Abschnitte ausgeglichen, so daß der Umfang gegenüber der ersten Auflage sich nicht wesentlich erweitert hat. Eingehender sind die neueren Arbeiten behandelt, welche den Bogenmechanismus vom ionentheoretischen Standpunkte aus behandeln. Entsprechend der Tendenz des Handbuchs der Radiologie stehen die theoretischen Grundlagen im Vordergrunde, während die praktische Anwendung des Bogens etwas kurz weggekommen ist, was an und für sich bedauerlich ist. Immerhin sind der schwingende Lichtbogen, die Temperatur und Strahlung des Bogens sowie die chemischen Vorgänge im Bogen im zweiten Teil eingehender behandelt, sowie zum Schluß der elektrische Lichtbogenofen noch kurz besprochen.

Der Name des Verfassers, der auf dem Gebiet des Lichtbogens selbst viel gearbeitet hat, bürgt für die Güte des Buches. G. Gehlhoff.

Bollert, K., **Einsteins Relativitätstheorie und ihre Stellung im System der Gesamterfahrung.** 70 S. Theodor Steinkopff, Dresden und Leipzig. 1921.

Kantische bzw. neukantische Philosophie und Relativitätstheorie müssen sich unbedingt auseinandersetzen. Schon die Gemeinsamkeit gewisser Probleme — wie Raum und Zeit — führen zur Berührung. So erschien denn auch bald eine große Reihe von Schriften auf dem Markt, die sichtbar oder unsichtbar den gemeinsamen Untertitel: „Kant und Einstein" trugen. Die Ergebnisse, zu denen die Verfasser kommen, sind äußerst verschieden. Sie müssen verschieden sein, denn es gibt nicht nur „einen Kant" und es gibt nicht nur „eine Relativitätstheorie". So sind die Kombinationen Legion. Zwischen der Behauptung krasser Unverträglichkeit beider Lehren und dem Nachweis, daß die Relativitätstheorie eine experimentelle Bestätigung Kantischer Philosophie sei, ist eine lange Reihe von Zwischenstufen möglich. Nützlich wäre es, die Motive aufzudecken, die jedem Autor seinen Platz in dieser Mannigfaltigkeit zuordnen. Eine solche Klarstellung wäre vielleicht oft interessanter als die Lösung selbst, denn sie enthält die Lösung in sich. Schon der Ausgangspunkt Kantische Philosophie — oder Relativitätstheorie — dürfte grundbestimmend sein. Die Art der Kantinterpretation oder die Auffassung der Relativitätstheorie wird weiterhin den genaueren Weg vorschreiben, auf dem sich die Untersuchung vollzieht. Dabei dürfte die primär vorhandene Stellungnahme auf der einen — der philosophischen oder der physikalischen — Seite, die Ausdeutung des sekundär als besondere Aufgabe in Angriff genommenen Wissensbereiches weitgehend bestimmen. Schließlich — und nicht zuletzt — wird die innere Vieldeutigkeit der Lösungsversuche durch äußere Einwirkungen stark kompliziert. Solche äußeren Einwirkungen, sagen wir einmal soziologische Determinanten, im Interesse einer in sich bestimmten Geschlossenheit des wissenschaftlichen Bereichs leugnen, heißt die Augen vor den Tatsachen schließen. Eine Lehre, die wie die Relativitätstheorie zur geistigen Bewegung wurde, ist soziologischen Kräften unbedingt preisgegeben. In der reinen Physik,

welche Naturtatsachen als letztes Kriterium kennt, tritt diese Gebundenheit hinter der Gebundenheit an die Welt der Naturerfahrung zurück. Bei einem Zusammentreffen mit anderen geistigen Bewegungen, wie sie z. B. im neukantischen Denken erscheinen, aber wird die soziologische Bedingtheit verdoppelt. Hier wird die Auseinandersetzung zum Spiegel der Zeit und gewinnt Bedeutung außerhalb des Rahmens reiner Wissenschaft. Das Studium der Frage „Kant und Einstein" ist darum durch alle Varianten hindurch von größtem Wert.

Der Verfasser des vorliegenden Buches scheint primär von einem Versöhnungswillen bestimmt zu sein, den er mit gutem Geschick an das Ziel seiner Wünsche führt. Er rettet Kants Aprioritäten, Raum, Zeit, Substanzbegriff und Kausalität im unendlich kleinen und kommt zu dem Ergebnis, daß es ein Irrtum sei zu glauben, „daß zwischen der Relativitätstheorie und dem Kantischen Apriorismus ein Widerspruch besteht". Nein, mit gewissen Einschränkungen ist es möglich, „die auf den ersten Anblick paradoxen Resultate der Relativitätstheorie in das System der kritischen Erkenntnislehre einzuordnen", ja, „beinahe von einer experimentellen Bestätigung" der Kantischen Lehre durch die Relativitätstheorie zu reden.

Das Büchlein sei allen, die sich für eine Auseinandersetzung zwischen Kritizismus und Relativitätstheorie interessieren, als Baustein neben anderen Untersuchungen empfohlen. Als solche nenne ich ohne Anspruch auf Vollständigkeit die Schriften folgender Autoren: Cassirer, Ripke Kühn, Reichenbach, Schneider.

V. Engelhardt.

Wilke, A., **Die Elektrizität, ihre Erzeugung und ihre Anwendung** in Industrie und Gewerbe. Hrs. v. O. Lich. 7. A. XII, 805 S. Neufeld & Henius, Berlin. 1924.

Das nunmehr zum siebenten Mal erscheinende Werk ist weiten Kreisen als wertvoller Führer durch das weite Gebiet der angewandten Elektrizitätslehre bekannt. Diese neue Auflage, die der vorhergehenden in einem Abstand von zehn Jahren folgt, wird dem Buch zahlreiche neue Freunde werben. Der Reichtum seines Inhaltes ist erstaunlich groß und für die Zuverlässigkeit der Darstellung bürgen die Namen einer großen Zahl von Mitarbeitern, die der Herausgeber zu gewinnen verstanden hat.

Nach einem umfangreichen einleitenden Kapitel über die physikalischen Grundlagen der Elektrizitätslehre und die elektrischen Meßinstrumente gliedert sich das Werk in folgende Hauptabschnitte: Dynamomaschinen und Umformung der elektrischen Energie, elektrische Beleuchtung, Elektromotoren, Elektrische Bahnen, Elektrische Heizung, Telegraphie und Telephonie, Drahtlose Nachrichtenübermittelung. Den Schluß bildet ein unverhältnismäßig kurzer Abschnitt über den Elektrizitätsdurchgang durch Gase und die Radioaktivität.

Die Darstellungen gehen meist von kurzen historischen Betrachtungen aus und sind bis auf die neueste Zeit geführt. Sie sind durch nicht weniger als 906 Abbildungen illustriert. Vielfach sind diese ebenso wie der Text von Firmen zur Verfügung gestellt. Gelegentlich stört es dann wohl, wenn sich in den Abbildungen dieselben Firmennamen allzu oft wiederholen, und wenn Figuren abgedruckt sind, die dem Leser wenig sagen.

Den Bedürfnissen der Neuzeit entsprechend ist die drahtlose Telephonie mit großer Ausführlichkeit behandelt. Aber nicht nur der Laie sondern auch der Physiker, der auf anderen Gebieten arbeitet, wird diesem Abschnitt ebenso wie vielen anderen, manche interessante Tatsachen entnehmen.

F. Henning.

Breisig, F., **Theoretische Telegraphie.** Eine Anwendung der Maxwellschen Elektrodynamik auf Vorgänge in Leitungen und Schaltungen. 2. A. 548 S. 240 Abb. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1924. Geb. 28 M.

Mit der ersten im Jahre 1910 erschienenen Auflage dieses Buches hatte sich Breisig das große Verdienst erworben, zum erstenmal den Fachgenossen eine zusammenfassende Darstellung der theoretischen Grundlagen für das Gebiet der Telephonie und Telegraphie in die Hand zu geben. Es war damit eine Klärung und Festlegung der zugrunde liegenden Begriffe und Formeln erfolgt, die es ermöglichten, bei späteren Arbeiten nach einheitlicheren Gesichtspunkten vorzugehen. So ist das Werk für die weitere Entwicklung von sehr großem Einfluß gewesen.

Die jetzt herausgekommene zweite Auflage trägt den in der Zwischenzeit gemachten Fortschritten in weitgehendem Maße Rechnung. Besonders die Kapitel über Fortpflanzung elektrischer Wellen auf Leitungen haben eine starke Umarbeitung erfahren, um die neueren Kenntnisse über die Übertragung von Telegraphenzeichen zu berücksichtigen; auch die Kettenleiter haben hier Platz gefunden. Ein Abschnitt ist dem Integrationsverfahren von Heaviside gewidmet, das sich für die Untersuchung der Vorgänge in quasistationären Feldern als außerordentlich fruchtbar erwiesen hat und von dem auch an anderen Stellen des Buches mehrfach Gebrauch gemacht wird. Breisig hat sich bemüht, auch die allerneuesten Arbeiten noch zu benutzen; so ist die Theorie des Telephons nach Kennelly dargestellt. Im letzten, neu hinzugekommenen Abschnitt, der sich mit den elektrischen Wellen im Felde gestreckter Leiter beschäftigt, ist auch noch der Seerückleitungseffekt berücksichtigt. Es ist selbstverständlich, daß bei derartigen noch im Flusse befindlichen Problemen die Darstellung nicht die abgeschlossene eines Lehrbuches wie in anderen Kapiteln sein kann, sondern nur den augenblicklichen Stand unserer Kenntnisse wiedergeben kann. Es ist hier nicht möglich, alle Erweiterungen und Umarbeitungen aufzuzählen; die bereits gemachten Angaben mögen genügen. Im ganzen ist der Umfang des Buches um ein Viertel gewachsen. Es wäre vielleicht möglich gewesen, eine so erhebliche Zunahme zu vermeiden, wenn die Zusätze durch Kürzungen an anderen Stellen etwas mehr ausgeglichen wären; es darf wohl angenommen werden, daß die Kenntnis der in den ersten Kapiteln dargestellten Grundlagen heute doch etwas verbreiteter ist als vor 14 Jahren. Die nicht veränderten Teile haben eine gründliche Durchsicht erfahren, um Irrtümer und Druckfehler zu beseitigen, so daß die neue Auflage auch hier verbessert ist. Auf einen leicht irreführenden Druckfehler auf S. 405 sei hier noch hingewiesen: in den Formeln der drittletzten Zeile muß $\sin 2\chi$ und $\operatorname{tg} 2\chi$ statt $\sin^2\chi$ und $\operatorname{tg}^2\chi$ stehen.

U. Meyer.

Schallreuter, W., **Über Schwingungserscheinungen in Entladungsröhren.** 37 S. 14 Abb. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1923.

Die Grundlage des vorliegenden Heftes bildet die Inauguraldissertation des Verfassers über die „Erzeugung elektrischer Glimmlichtschwingungen in Röhren mit Edelgasfüllungen". Die Darstellung ist umgearbeitet und in geschichtlicher Beziehung ergänzt.

Von den älteren Arbeiten sind hauptsächlich die Untersuchungen von Hittorf und Righi zu erwähnen, durch welche die Vorgänge bei Glimmlichtschwingungen experimentell und theoretisch im wesentlichen aufgeklärt sind.

Ein Kondensator wird über einen großen Widerstand an eine Stromquelle angeschlossen; der Kapazität parallel liegt eine Entladungsröhre. Sobald der Kondensator die für die Röhre charakteristische Zündspannung angenommen hat, entlädt er sich durch die Röhre bis zu der Spannung, bei der sie gerade noch stromdurchlässig ist. Nun nimmt wegen des großen Widerstandes der Kondensator erst allmählich wieder das Zündpotential an, so daß sich im Stromkreise in bestimmten Zeitabschnitten Stromstöße bilden deren Frequenz abhängig ist von der Spannung der Gleichstromquelle, der Größe des Widerstandes, der Kapazität des Kondensators und dessen Potentialdifferenz im aufgeladenen und durch die Röhren entladenen Zustande. (Differenz zwischen Zündspannung und Entladespannung.)

Verf. hat die Abhängigkeit der Energie dieser Intermittenzen von den Konstanten des Stromkreises, der Edelgasart und dem Druck, sowie von der Form der Entladungsröhre ermittelt. Von den Edelgasen eweist sich Helium unter großen Drucken (etwa 25 mm Hg) als die günstigste Füllung. Lampen mit großer Eigenkapazität sind für die Schwingungserzeugung ungeeignet. Durch Messung der Auflade- und Entladespannung des Kondensator wird die Righische Formel geprüft und hinreichende Übereinstimmung zwischen Berechnung und Beobachung defunden.

F. Alberti.

Schumann, W. O., **Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen** (Theoretische Grundlagen und Anwendung). 8°. VII, 246 S. 80 Abb. i. T. Jul. Springer, Berlin. 1923. Pr. br. 6.— M., geb. 7.25 M.

Wenn auch die theoretischen Grundlagen auf dem in diesem Buche bearbeiteten Gebiet noch nicht so weit gefestigt sind, daß alle Erscheinungen des elektrischen Durchbruchs von Gasen vollkommen gedeutet und vorausgesagt werden können, so bringt uns doch dieses Buch einen sehr großen Schritt weiter, nicht allein durch die vollkommen restlose Zusammenstellung alles bekannten Materials, sondern auch durch die Entwicklung vieler eigener Ideen und die Zusammenfassung mancher bekannter unter neuen Gesichtspunkten. Dabei werden Theorie und Praxis gleich weitgehend berücksichtigt, die Theorie durch zahlreiche Beispiele und ausgeführte Rechnungen gestützt.

Die behandelten Hauptgebiete sind: 1. Experimentelle Grundlagen. 2. Elektrizitätsträger und Stoßionisierung. 3. Stoßionisierung und Durchbruchfeldstärke in Luft bei Normaldruck. 4. Anhang.

In den experimentellen Grundlagen werden die verschiedenen Arten der Entladung durch Gase und ihre Beeinflussung durch die verschiedenen Vorgänge, Anordnung usw. besprochen. Im zweiten Teil wird die Townsendsche Theorie eingehend erörtert und auf die Durchbruchfeldstärke und die Entladungsbedingungen erweitert. Im dritten Teil schließlich werden die experimentellen Grundlagen und die Theorie auf die Praxis angewandt, z. B. auf ebene Elektroden, konaxiale Zylinderelektroden, konzentrische Kugeln, disaxiale Zylinder usw., wobei namentlich die Verhältnisse bei Hochspannungsleitungen eingehend berücksichtigt werden. Vollständige Literaturangaben ergänzen das Werk.

Das verdienstvolle Buch kann allen denen empfohlen werden, die sich über die neueren Fortschritte auf dem Gebiet des Durchbruchs von Gasen, insbesondere über die Verhältnisse bei Hochspannungsleitungen, orientieren wollen.

G. Gehlhoff.

Personalnachrichten.

Berlin. A. o. Professor der Physik an der Universität Breslau Dr. Rudolf Ladenburg wurde als wissenschaftliches Mitglied an das Kaiser Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie in Berlin-Dahlem berufen.

Berlin. Durch Erlaß des Reichspräsidenten wurde Prof. Dr. K. W. Wagner, Präsident des Telegraphentechnischen Reichsamtes, zum Mitglied des Kuratoriums der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt berufen.

Danzig. Auf den durch den Weggang von o. Professor Dr. Föttinger an die Technische Hochschule in Charlottenburg freiwerdenden Lehrstuhl für Dampf- und Schiffsturbinen, Propeller und Strömungsphysik an der Technischen Hochschule in Danzig wurde Dipl.-Ing. Dr.-Ing. Gustav Flügel, zurzeit Oberingenieur der A.E.G. Turbinenfabrik, berufen.

Freiburg. O. Professor Dr. Gustav Mie in Halle a. S. wurde zum o. Professor der Physik an der Universität Freiburg i. B. als Nachfolger Himstedts ernannt.

Köln. A. o. Professor Dr. Karl Försterling in Jena wurde unter Ernennung zum ordentlichen Professor der neuerrichtete Lehrstuhl für theoretische Physik an der Universität Köln übertragen.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Am 20. Juni beendete ein Herzschlag das erfolgreiche Wirken des

Herrn Dr. phil. **Friedrich Bergter,**

Leiter der Abteilung für Röntgen-, Senderöhren und Lautverstärker der Osram-Gesellschaft. Er gehörte zu den Gründern unserer Gesellschaft und hat an unsern Bestrebungen und Arbeiten stets rege fördernden Anteil genommen. Sein frisches und treues Wesen haben ihn uns allen besonders wert gemacht. Dank und ehrendes Andenken bleiben ihm bewahrt.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.
G. Gehlhoff, 1. Vorsitzender.

Am 3. August verloren wir durch einen erschütternden Unfall unser Mitglied

Herrn Dr. **Ernst Baetge,**

Direktor der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie. Wir werden dem liebenswürdigen, stets hilfsbereiten, tatkräftigen Kollegen, der sich in seinem abwechslungsreichen Leben immer als ein Mann von Herz und Charakter erwiesen hat, stets ehrendes Andenken bewahren.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.
G. Gehlhoff, 1. Vorsitzender.

Einladung

zur Hauptversammlung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik am Mittwoch, den 24. September 1924, im Hörsaal des Elektrotechnischen Instituts, Alte Universität, Erdgeschoß, Universitätsstraße 4 in Innsbruck.

Tagesordnung.

1. Geschäftsbericht des Vorstandes (Dr. G. Gehlhoff).
2. Bericht des Schatzmeisters (Dr. K. Mey).
3. Bericht der Rechnungsprüfer. Entlastung des Vorstandes



4. Beschlußfassung über den Beitrag im 2. Halbjahr 1924 und für 1925.
5. Beschlußfassung über den Ort der Jahres- und Hauptversammlung 1925.
6. Anträge.
7. Verschiedenes.

Erweiterung des Programms der 5. Jahrestagung in Innsbruck.

Außer dem durch Rundschreiben mitgeteilten Stoff kommt in der Donnerstagssitzung noch folgendes zum Vortrag:

Gerdien, Berlin: Neuere Versuche mit einer Lichtquelle von sehr hoher Flächenhelligkeit.
Berg, Grunewald: Röntgenspektroskopische Elementaranalyse.
Hausser, Vahle: Zur Physik des Gletscherbrandes und der Sonnenbräunung.
Jaeger, Schaffers: Hochempfindliche Röhrengalvanometer mit Gleichstromrückkopplung.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin-Wilmersdorf, Südwestkorso 58 part. r., Telephon-Nr. Rheingau 2784.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Sitzungsberichte.

Freitag, den 9. Mai 1924.

Herr G. Gehlhoff: „Eindrücke von der Technik in Amerika".

Freitag, den 23. Mai 1924.

Herr Vegard: „Über das Nordlicht".

Freitag, den 13. Juni 1924.

Festsitzung zur Feier der fünfjährigen Wiederkehr des Gründungstages der Deutschen Gesellschaft für technische Physik.

1. Ansprache des 1. Vorsitzenden.
2. Verleihung der Ehrenmitgliedschaft an Herrn Karl Friedrich von Siemens-Berlin, Herrn Prof Dr. Straubel-Jena und Herrn Geheimrat Prof. Dr. Scheel-Berlin.
3. Physikalische Demonstrationen
   a) Herr W. Schäffer: „Ausgewählte Kapitel aus der drahtlosen Telephonie".
   b) Herr E. Gehrcke: „Interferenzen, erzeugt durch Zusammensetzung von Interferenzen".
   c) Herr G. Leithäuser: „Ein neuer Lichtbogensender".
   d) Herr E. Orlich: „Versuche mit Installationsmaterialien".
4. Bierabend im „Tiergartenhof"..

Freitag, den 4. Juli 1924.

Herr A. Esau: „Die atmosphärischen Störungen in der drahtlosen Telegraphie und ihre Bekämpfung".

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. O. v. Auwers, Greifswald:
Herr Dr. Fritz Maske, Greifswald, Langefuhrstr. 62.
Herr Dr. Otto Utesch, Greifswald, Bahnhofstr. 7a.

Seitens des Herrn Dr. Baisch, Köln:
Firma Farbenfabriken vorm. Friedr. Bayer & Co., Leverkusen.

Seitens des Herrn Ing. O. Bothe, Berlin-Steglitz:
Herr Dr.-Ing. Max Knoll, Berlin-Lichterfelde, Albrechtstraße 5.

Seitens des Herrn Dr. Fischer, Berlin:
Herr Dipl.-Ing. Günther Lubszynski, Telefunken Berlin W. 9, Potsdamerstraße 23a.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Dr. Karl Nerz, Chemiker, Frankfurt a. M., Hanauer Landstraße 61.
Herr Gymnasialprofessor H. Oberth, Schässburg-Sighisoara, Rumänien, Albertstraße 20.
Herr Ing. Rudolf Frankenbusch, Direktor der Vereinigten Lausitzer Glaswerke, Weißwasser O.-L.

Seitens des Herrn Prof. Dr. E. Gehrcke, Berlin:
Herr Dipl.-Ing. Rudolf Milde, Direktor der Firma Telephon-Berliner, Berlin-Neukölln, Pflügerstraße 1.

Seitens des Herrn Dr. L. Glaser, Würzburg:
Herr Dr.-Ing. Paul Krüger, Oberingenieur der Friedr. Krupp A.-G., Essen-Ruhr, Brunostraße 17.

Seitens des Herrn Dr. C. Heiland, Berlin-Lichterfelde-West:
Herr Dr. P. Buckert, Astronom, Berlin-Lichterfelde, Berlinerstraße 129.

Seitens des Herrn Dr. Hochheim, Heidelberg:
Herr Dr. A. Baumann, Chemiker in der B. A. S. F. Ludwigshafen a. Rh., Brunckstraße 14.
Herr Dipl.-Ing. Jakob Engel, Ing. in der B. A. S. F. Ludwigshafen-Friesenheim a. Rh., Schwanenstr. 20.
Herr Dr. Karl Hochschwender, Chemiker in der B. A. S. F. Ludwigshafen a. Rh., Wöhlerstraße 5.
Herr Dir. Dr. Scharff, Chemiker in der B. A. S. F. Ludwigshafen a. Rh., Wöhlerstraße 18.
Herr Dr. Peter Wallerat, Physiker in der B. A. S. F. Ludwigshafen a. Rh., Seilerstraße 1.
Herr Dr. Anton Weißweiler, Physiker in der B. A. S. F. Ludwigshafen a. Rh., Prinz-Regentenstraße 46.

Seitens des Herrn Dr. Jaeger, Berlin-Siemensstadt:
Herr Obering. J. Fritsching, Siemens & Halske Wernerwerk, Berlin-Charlottenburg, Marchstraße 15.

Seitens des Herrn Dr. A. Karolus, Leipzig:
Herr cand. phys. Waldemar Ilberg, Leipzig, Elisenstraße 62.
Herr cand. phys. Otto Mittelstaedt, Leipzig, Schenkendorfstraße 4.

Seitens des Herrn Dr. Karl Mey, Berlin NW. 7:
Herr Dr. Leo Bloch, Berlin, Spichernstraße 18.

Seitens des Herrn Dr. Ulfilas Meyer, Berlin-Lichterfelde:
Herr Oberpostrat Wollin, T. R. A. Berlin NW. 87, Thile Wardenbergstraße 11.

Seitens des Herrn Dr. W. Moser, Berlin:
Herr Dr.-Ing. Rudolf Mayer, Telefunken Berlin-Friedenau, Wilhelm Hauffstraße 3.

Seitens des Herrn Dr. L. Schiller, Leipzig:
Herr cand. phys. Herbert Kirsten, Leipzig-Gohlis, Blumenstraße 15.

Seitens des Herrn Ingenieur Schlechtriem, Köln a. Rh.:
Herr Dipl.-Ing. H. Billmer, (Ingenieurgesellschaft für Wärmewirtschaft A.-G. Köln) Köln-Nippes, Beuelsweg 1.
Herr Oberingenieur Hans Neumann, (Motorenfabrik Deutz) Berg. Gladbach.
Herr Dr. phil. Max Werner, Wiesdorf b. Köln, Hebbelstraße 2.

Seitens des Herrn Dr. Vieth, Köln:
Herr Studienrat Dr. W. Baumstübler, Köln-Lindenthal, Josef Stelzmannstraße 22.
Herr Kurt Dreus, Dynamitfabrik Wahn bei Köln.
Herr Prof. Dr. Druxes, Köln, Spichernstraße 6 III.
Herr Dr. H. Falkenhagen, Privatdozent, Köln, Universität.
Herr Dr. W. Grösser, Aachen, Augustastraße 44.
Herr Obering. Krupp, Köln-Mühlheim, Regentenstraße 32 I.
Herr Studienrat Herm. Martin, Köln, Blumenthalstraße 7.
Herr Dr. Mellegang, Dynamitfabrik Wahn bei Köln.
Herr H. Nöller, Köln, Isabellenstraße 18d.
Herr Studienrat Gustav Pohl, Köln-Mühlheim, Wiesbadenerstraße 2.
Herr F. Romzetzki, Köln-Mühlheim, Prinz Heinrichstraße 60 I.
Herr Dr. Hans Reinheimer, Köln, Gereonsmühlengasse 35.
Herr Dr. Herm. Schmidt, Düsseldorf, Kaiser Wilhelm-Institut für Eisenforschung.
Herr E. Stoebel, Sürth bei Köln.
Herr Dr. Alfred Zinglé, Physiker, Köln-Nippes, Simon-Meisterstraße 25d.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dipl.-Ing. Hans von Beckerath, Darmstadt, Magdalenenstraße 5, jetzt Berlin-Charlottenburg, Scharrenstraße 37 III bei Born.
Herr Dr. Engels, Berlin W. 30, Münchenerstr. 11, jetzt Hamburg, Ifflandstraße 11b, bei Frau Thornton.
Herr Dr. J. Hahn, Kiel, Feldstraße 65, jetzt Kiel, Feldstraße 133 III l.
Herr Dr. A. von Hippel, Göttingen, Hoher Weg, jetzt Jena, Oberer Philosophenweg 24 (Phys. Institut).
Herr Dr. phil. Gustav Hoecke, Berlin-Friedenau, Sieglindestraße 6, jetzt Radiologie A.-G. Berlin W. 35, Kurfürstenstraße 146.
Herr Dr. Christian von Hofe, Berlin-Zehlendorf, Parkstraße 3, jetzt Wien VII, Mariahilferstraße 126, Tür 12.
Herr Prof. Dr. Ludwig Hopf, Aachen, Lehnerstraße 26, jetzt Aachen, Eupenerstraße 129.
Herr Dr. Wilhelm Höpp, Oberingenieur, jetzt Niederneuendorf bei Hennigsdorf, Fliegerheim.
Frau Dr. Olga Kudlac, Linz-Lustenau, Füchselstr. 5, jetzt Prag-Hlonbětin, Glühlampenfabrik A.-G. Elektra.
Herr Dr. Fr. Lange, Berlin NO. 43, Friedrichstraße 2, jetzt Berlin-Grunewald, Erbacherstraße 4.
Herr Dr. Lauster, jetzt A. E. G., Berlin-Johannisthal, Sternplatz 6 II.
Herr Dr. Marschner, Zoppot, Südstraße 16, jetzt Homburg, Bez. Cassel, Ludwig Mohrstraße 3.
Herr Dr. phil. Fritz Michelssen, Berlin-Steglitz, Steinstraße 57, jetzt Berlin-Schöneberg, Hauptstraße 83 I.
Herr Dr. Ernst Möller, jetzt Jena, Techn.-phys. Institut.
Herr Dr.-Ing. A. Nádai, Göttingen, Hannsenstr. 3, jetzt Privatdozent der Universität, Göttingen, Rosdorferweg 56, Haus Rathkamp.
Herr Dr. Wilhelm Nowag, Heidelberg, Rohrbacherstr. 19, jetzt Heidelberg, Unter der Schanz 4.
Herr cand. phys. Fritz Reinhardt, Jena, Wagnerstraße 3, jetzt Dr. Fritz Reinhardt, Wien XIX, Grinzingerstraße 5.
Herr Dr. C. Ridder, jetzt Frankurt a. M., Rothschildstraße 37 I.
Herr Dr. P. A. Schultz, jetzt Jena, Saalbahnhofstr. 25.
Herr E. Schweizer, Basel, Breitestraße 4, jetzt Mr. E. Schweizer, Metalurgist c/o Mrs. Till 100 Bayard Street, New Brunswick N. J. U. S. A.
Herr Dr. Joachim Sorge, Jena, Bergstraße 3, jetzt Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 48 IV.
Herr Dr. Johannes Wiesent, München, Tattenbachstraße 7/O r, jetzt München, Fraunhoferstr. 18/O r. bei Christian Ostertag.
Herr Dr. Willy Wolff, Berlin NW. 23, Klopstockstr. 19, jetzt Berlin-Karlshorst, Stolzenfelsstraße 6.

Verstorben.

Herr Dr. Ernst Baetge, Charlottenburg, Witzlebenstr. 4.
Herr Dr. Friedrich Bergter, Charlottenburg, Tegeler Weg 14.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Rheinland.

Bericht über die Gründungsversammlung am 21. Juni 1924.

Am 21. Juni 1924 wurde in Köln die Ortsgruppe Rheinland der Deutschen Gesellschaft für technische Physik gegründet. Anwesend waren 120 Mitglieder und Gäste. Den Vorsitz der geschäftlichen Sitzung führte Herr Professor Gehlhoff. Nach Festlegung der Satzungen wurden in den Vorstand gewählt als

1. Vorsitzender:	Herr Dr. Alfred Schmidt, Köln.
Beirat:	Herr Prof. Dr. Pfüger, Bonn.
	Herr Prof. Dr. Rinkel, Köln.
	Herr Prof. Dr. Rogowski, Aachen.
Schriftführer:	Herr Dr. Vieth, Köln.

In der sich anschließenden ersten wissenschaftlichen Sitzung, die der neugewählte Vorsitzende der Ortsgruppe leitete und die gemeinsam mit dem gleichzeitig gegründeten Gauverein Rheinland der Deutschen Physikalischen Gesellschaft stattfand, wurden einleitend einige Begrüßungsansprachen gehalten, und zwar sprach Herr Prof. Rinkel für die Universität Köln, Prof. Konen für die Universität Bonn, Prof. Starke für die Technische Hochschule Aachen, Geheimrat Scheel für die Deutsche Physikalische Gesellschaft, Prof. Gehlhoff für die Deutsche Gesellschaft für technische Physik, Prof. Müller für den Bezirksverein Rheinland des Vereins Deutscher Chemiker, Dipl.-Ing. Schlechtriem für den Kölner Bezirksverein deutscher Ingenieure, Oberpostrat Frey für die Kölner elektrotechnische Gesellschaft, Studiendirektor Dr. Leopold für die mathematische und naturwissenschaftliche Ortsgruppe des Deutschen Philologenvereins, Dr. Hermann Schmidt für das Eisenforschungsinstitut Düsseldorf. — Alsdann hielt Geheimrat Prof. Dr. Sommerfeld einen Vortrag über Multipletts bei Spektrallinien.

Die weiteren Sitzungen sollen tunlichst gemeinsam mit dem Gauverein der Deutschen Physikalischen Gesellschaft abwechselnd in den drei rheinischen Hochschulorten stattfinden. gez. Vieth, Schriftführer.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1924 | Fünfter Jahrgang | Nr. 10

INHALT:

Auf Beschluß der Hauptversammlung am 23. September ds. Js. in Innsbruck wurde der zweite Halbjahresbeitrag für das Jahr 1924 für die deutschen und österreichischen Mitglieder wie folgt festgesetzt:

Groß-Berliner Mitglieder . . Mk. 7,50
Auswärtige Mitglieder . . . Mk. 5,—
Firmen und korporative Mitglieder das dreifache dieser Beträge.

Es wird gebeten, obige Beiträge baldmöglichst auf unser Postscheckkonto Berlin Nr. 28765, oder auf unser Konto bei der Dresdener Bank Wechselstube K 2, Berlin-Wilmersdorf zu überweisen.

Bis zum 30. November nicht eingegangene Beiträge werden satzungsgemäß durch Postauftrag eingezogen.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik.

Dr. G. Gehlhoff, 1. Vorsitzender.

Originalmitteilungen.

Über die Volumenänderung eines elastisch beanspruchten Körpers.

Von G. Masing.

Inhalt: Mit Hilfe des Prinzips der virtuellen Verschiebungen wird eine allgemeine Beziehung zwischen der Verteilung der äußeren Kräfte und der elastischen Volumenänderung eines Körpers abgeleitet. Durch Eigenspannungen wird das Volumen nicht verändert.

I.

Wenn ein isotroper Körper der Einwirkung äußerer (oder innerer) Kräfte unterworfen wird, die unterhalb seiner Elastizitätsgrenze liegen, so verändert er seine Form. Hierbei tritt im allgemeinen sowohl eine Änderung seines Volumens, als auch seiner Gestalt ein, wobei wir unter Gestaltsänderung im weiteren die ohne Volumenänderung erfolgende Formänderung verstehen wollen, während die reine Volumenänderung (Dilatation) ohne Änderung der Gestalt unter Wahrung der geometrischen Ähnlichkeit erfolgt. Rein formal läßt sich jede Formänderung als Kombination einer reinen Volumenänderung und einer Gestaltsänderung auffassen, indem es im Prinzip immer möglich ist, einen deformierten Körper so unter Wahrung seiner Gestalt zu dilatieren oder zu komprimieren, daß die bei der Deformation aufgetretene Volumenänderung aufgehoben wird.

Die Gestaltsänderung spielt in der Elastizitätstheorie eine viel größere Rolle, als die reine Volumenänderung. Die erstere kann sehr erheblich sein, während die letztere immer nur sehr gering ist. Außerdem treten bei allen praktischen Belastungsproblemen so erhebliche Gestaltsänderungen und Scherungsbeanspruchungen auf, daß man zum Beispiel auch heute noch darüber durchaus im Unklaren ist, ob man bei der Beurteilung einer so wichtigen Frage, wie des Bruchproblems, der Dilatation überhaupt eine nennenswerte Bedeutung zuschreiben soll. Auch hat die Volumenänderung eines elastisch beanspruchten Gesamtkörpers, also das Integral

$$\Delta V = \int_0^V \varepsilon_v \, d v , \qquad (1)$$

wo ε_v die Dilatation des Volumenelementes ist, keine unmittelbare Bedeutung für den elastischen Zustand des Körpers, weil die ε_v für verschiedene Teile desselben ganz verschieden sein können. Aus alledem erklärt sich wohl, daß die gesamte Volumenänderung eines Körpers bei einer elastischen Beanspruchung bisher anscheinend nur wenig Beachtung gefunden hat. Im folgenden sollen für diese einige allgemeine einfache Gesetzmäßigkeiten abgeleitet werden, die insbesondere für das Problem der Eigenspannungen von Bedeutung sind.

Hierbei wird angenommen, daß der Körper isotrop ist und daß die Formänderungen alle im elastischen Gebiet liegen und nach dem Hookeschen Gesetz erfolgen.

Die Bestimmung der Volumenänderung kann in geometrisch einfachen Fällen durch direkte Berechnung der durch die Spannungen hervorgerufenen Volumenänderungen herbeigeführt werden. Diese Berechnung beruht auf der Möglichkeit, für den gesamten Körper ein einfaches Koordinatensystem aufzustellen, dessen Elementarvolumenelemente $d x_1 \; d x_2 \; d x_3$ die Eigenschaft haben, daß ihre Seitenflächen zu den Hauptspannungsrichtungen senkrecht stehen. Die Schubspannungen fallen auf diese Weise aus der Rechnung heraus, und eine Integration über das Gesamtvolumen ergibt unmittelbar die gesuchte Volumenänderung.

Wenn die Aufstellung eines derartigen Koordinatensystems im allgemeinen Falle auch möglich sein mag, so wird dieses eine ganz unübersichtliche und noch erst zu bestimmende krummlinige Gestalt haben und für die Rechnung unbrauchbar sein. Bei Anwendung eines geometrisch einfachen aber willkürlichen Koordinatensystems treten an den Grenzflächen der Elementargebiete des Volumens Schubspannungen auf, die die Rechnung erschweren. Unabhängig davon erscheint es natürlich unmöglich, die Rechnung für den allgemeinen Fall geschlossen durchzuführen. Nur in den allereinfachsten Fällen werden z. B. die Integrationen durchführbar sein, während die Durchrechnung des allgemeinen Falles auf unüberwindliche Schwierigkeiten stößt. In diesem Falle führt nun, wie oft, die energetische Betrachtung zum Ziele.

II.

Wir betrachten einen elastischen Körper, der der Wirkung eines Systems äußerer Kräfte P ausgesetzt ist, die an bestimmten Punkten des Körpers angreifen und sich gegenseitig das Gleichgewicht halten, so daß der Körper keine Beschleunigung erhält. Nach dem Prinzip der virtuellen Verschiebungen ist der Gleichgewichtszustand dadurch charakterisiert, daß die Summe der potentiellen Energie der äußeren Kräfte P und der elastischen Energie des Körpers ein Minimum ist. Es gilt also für eine virtuelle Verrückung

$$\sum P \delta \mathfrak{s} - \delta A = 0 , \qquad (2)$$

wo $\sum P \delta \mathfrak{s}$ die von den äußeren Kräften hierbei geleistete Arbeit und δA die Zunahme der elastischen Energie des Körpers bedeutet.

Die virtuelle Verschiebung muß mit den Bedingungen verträglich sein, das heißt, der elastische Zusammenhang des Körpers muß gewahrt werden. Unter allen möglichen virtuellen Verschiebungen wählen wir eine bestimmte, nämlich eine Dilatation. Diese Verschiebung ist sicher möglich. Da hierbei die Gestalt aller Volumenelemente des Körpers unverändert bleibt, werden die Scherungsdeformationen und Scherungsspannungen dadurch nicht beeinflußt. Bezeichnen wir die ersteren mit γ_{xy}, γ_{xz}, γ_{yz} so ist also

$$\delta \gamma_{xy} = \delta \gamma_{xz} = \delta \gamma_{yz} = 0. \tag{3}$$

Bei einer virtuellen Dilatation sind ferner die Variationen aller Dehnungskomponenten gleich. Also, wenn diese mit ε_x, ε_y, ε_z bezeichnet werden:

$$\delta \varepsilon_x = \delta \varepsilon_y = \delta \varepsilon_z = \delta \varepsilon. \tag{4}$$

Der allgemeine Ausdruck für die elastische Energie eines Körpers ist

$$A = \frac{G}{\varrho} \int_0^m \left[\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2 + \varepsilon_z^2 + \frac{\varepsilon_v^2}{\mu - 2} + \frac{1}{2}\left(\gamma_{xy}^2 + \gamma_{xz}^2 + \gamma_{yz}^2\right)\right] dm. \tag{5}$$

Hier ist G der Scherungsmodul, μ der Querkontraktransfaktor, ϱ die Dichte im spannungsfreien Zustand und m die Masse. Wie Verfasser gezeigt hat, ist die Integration über die Masse wegen der bei der Formänderung eintretenden Volumenänderung korrekter, als die übliche über das Volumen.[1])

Für δA erhält man aus (5) bei Berücksichtigung von (3) und (4), wobei die Masse nicht zu variieren ist:

$$\delta A = \frac{G}{\varrho} \cdot \frac{2(\mu + 1)}{\mu - 2} \int_0^m \varepsilon_v \, \delta \varepsilon \, dm, \tag{6}$$

oder, da $\delta \varepsilon$ für alle Körperelemente gleich ist:

$$\delta A = \frac{G}{\varrho} \cdot \frac{2(\mu + 1)}{\mu - 2} \delta \varepsilon \int_0^m \varepsilon_v \, dm. \tag{7}$$

Das Integral ist die mit der Dichte multiplizierte Volumenänderung ΔV des gesamten Körpers gegenüber dem spannungsfreien Zustand. Wir erhalten somit:

$$\delta A = \frac{G}{\varrho} \cdot \frac{2(\mu + 1)}{\mu - 2} \Delta V \delta \varepsilon. \tag{8}$$

Aus (8) ersieht man, daß die zur Variation des Volumens erforderliche Arbeit gänzlich unabhängig von der Gestaltsänderung des Körpers, also von allen Scherungsdeformationen in seinen Teilen und lediglich eine Funktion der Volumenänderung ΔV des Körpers ist. Wie man sich leicht unmittelbar überzeugt, stimmt sie deshalb auch mit der Arbeit überein, die ein spannungsfreier, ohne Änderung der Gestalt um ΔV dilatierter Körper bei der virtuellen weiteren Dilatation $\delta \varepsilon_v$ aufnimmt.

Wenn man (8) als Differentialgleichung betrachtet, kann man sie nämlich integrieren und erhält den Ausdruck für die bei der gesamten Volumenänderung aufgenommene elastische Volumenenergie

$$A = \frac{G}{3} \cdot \frac{2(\mu + 1)}{\mu - 2} \int_0^{\Delta V} \Delta V \cdot d\varepsilon_v = \frac{G(\mu + 1)}{3(\mu - 2)} (\Delta V)^2, \tag{9}$$

die ebenfalls von den Gestaltsänderungen unabhängig ist. Es folgt hieraus, daß die gesamte elastische Energie eines Körpers in eine Summe der Energie der Gestaltsänderung A_G und der Volumenänderung A_V zerlegt werden kann.

$$A = A_V + A_G. \tag{10}$$

Das ist das Superpositionsprinzip, das in Anwendung auf die Körperelemente die Grundlage der gesamten Elastizitätstheorie bildet in erweiterter integraler Form, auf den gesamten Körper angewendet; für diesen als Ganzes gilt es, trotzdem die Formänderungen der einzelnen Körperelemente sehr verschiedenartig sein können.

Ein Gesetz, das eine mathematisch so einfache Form hat, wie (8), (9) oder (10), muß auch durch unmittelbare Anschauung gewonnen werden können. Und tatsächlich, wenn wir überlegen, daß für jedes Körperelement die Arbeit einer virtuellen Volumenänderung nach dem Superpositionsprinzip gleich

$$\delta\, dA = \frac{G \cdot 2(\mu + 1)}{\varrho(\mu - 2)} \varepsilon_v \, dm \, \delta \varepsilon$$

ist, so erhalten wir ohne Umweg über (5) für den Gesamtkörper die Gleichung (7).

III.

Wir wenden uns nun der Berechnung der virtuellen Arbeit der äußeren Kräfte zu. In Abb. 1 sei der betrachtete Körper dargestellt. Bei der betrachteten virtuellen Dilatation behält der Schwerpunkt seine Lage, und die Verschiebung jedes Oberflächenpunktes des Körpers kann man als in Richtung der Geraden OS erfolgend denken, die diesen Punkt mit dem Schwerpunkt O verbindet. Da der Körper bei der virtuellen Dilatation seine Gestalt beibehält, ändern sich sämtliche Geraden $OS = l$ in demselben Verhältnis. Es ist also die

[1]) G. Masing, Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern, II. Band (1922), 497.

virtuelle Längenzunahme δl_n der Geraden gleich

$$\delta l_n = l_n \delta \varepsilon, \tag{11}$$

wo $\delta \varepsilon$ die Längenzunahme der Längeneinheit bedeutet. Diese ist identisch mit $\delta \varepsilon$ in (8). Die

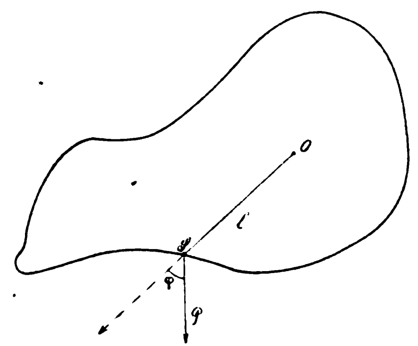


Abb. 1. Erläuterungsfigur zu den Gleichungen 11 bis 14.

Arbeit der Kraft P_n, die bei s angreift, längs des Weges δl_n ist gleich

$$P_n \delta l_n \cos \varphi_n = P_n l_n \cos \varphi_n \delta \varepsilon. \tag{12}$$

Indem dieser Ausdruck für alle P gebildet wird, erhalten wir die gesuchte Arbeitsgröße, und Gl. (2) erhält mit Hilfe von (8) die Gestalt

$$\delta \varepsilon \sum P_n l_n \cos \varphi_n - \delta \varepsilon G \frac{2(\mu+1)}{\mu-2} \Delta V = 0, \tag{13}$$

oder

$$\Sigma P_n l_n \cos \varphi_n - G \frac{2(\mu+1)}{\mu-2} \Delta V = 0. \tag{14}$$

Diese Gleichung ergibt die Möglichkeit, aus der Kräfteverteilung sofort die durch dieselbe dem spannungsfreien Zustande gegenüber eingetretene Volumenänderung zu berechnen, sobald die elastischen Eigenschaften des Materials (G und μ) bekannt sind. Man braucht hierzu nur von dem Schwerpunkt des Körpers aus Leitstrahlen zu den Angriffspunkten der äußeren Kräfte zu legen und die Ausdrücke $P_n l_n \cos \varphi_n$ zu berechnen.

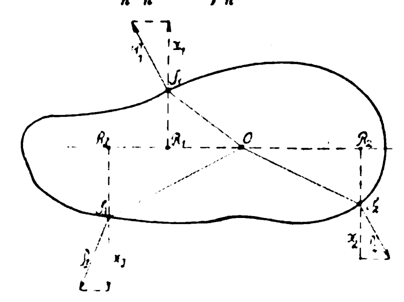


Abb. 2. Erläuterungsfigur zu den Gleichungen 15 bis 19.

Auf den ersten Blick erscheint es, daß hierzu die Kenntnis der Schwerpunktslage erforderlich ist. Es läßt sich jedoch sofort zeigen, daß der Ausdruck $\Sigma P_n l_n \cos \varphi_n$ von der Lage des Punktes O unabhängig ist.

Es sollen auf den Körper (Abb. 2) die Kräfte $P_1, P_2, P_3 \ldots$ wirken. O sei der Schwerpunkt. Wir zerlegen die Kräfte in ihre Komponenten $X_1, Y_1, Z_1 \ldots$ in den Koordinatenrichtungen x, y, z. Unsere Betrachtung können wir auf die Komponenten X beschränken. Für X_1 wird der Faktor $l \cos \varphi$ durch die Strecke $R_1 S_1$ für X_2 durch $R_2 S_1$, für X_3 durch $R_3 S_3$ usw. dargestellt. Diese Faktoren werden zunächst nicht verändert, wenn der Punkt O auf einer zur Achse senkrechten Ebene, z. B. längs $R_2 R_3$ verschoben wird. Wenn er in der Richtung dieser Achse, etwa nach oben, um die Strecke Δx verschoben wird, so wird der Faktor $l \cos \varphi = l \cos (l, X)$ für alle nach oben gerichteten Kräfte um Δx verkleinert. Für die Kräfte, deren Angriffspunkt oberhalb O liegt, wird das positive $l \cos (l, x)$ hierbei auch dem Absolutwert nach kleiner, für Kräfte, deren Angriffspunkt unterhalb O liegt, wird das negative $l \cos (l, X)$ seinen Absolutwert nach um Δx größer. Statt des Ausdrucks $\Sigma X_{\uparrow} l \cos (l, X)$, wo der nach oben gerichtete Pfeil die Richtung der Kräfte andeutet, erhalten wir jetzt

$$\Sigma X_{\uparrow} l \cos (X_{\uparrow}, l) - \Delta x \Sigma X_{\uparrow}. \tag{15}$$

Für alle nach unten gerichteten Kräfte $X_{\downarrow}$ wird der Ausdruck $l \cos (l, X)$ um Δx größer, so daß wir für diese Kräfte den Ausdruck

$$\Sigma X_{\downarrow} l \cos (X_{\downarrow}, l) + \Delta x \Sigma X_{\downarrow} \tag{16}$$

erhalten.

Da die äußeren Kräfte sich das Gleichgewicht halten, ist

$$\Sigma X_{\uparrow} = \Sigma X_{\downarrow}, \tag{17}$$

wenn sowohl $X_{\uparrow}$ wie auch $X_{\downarrow}$ positiv gerechnet werden, wie bei der Berechnung der Arbeit. Wir erhalten dann

$$(15) + (16) = \Sigma X_n l_n \cos (X_n, l_n), \tag{18}$$

also denselben Ausdruck, wie bei Verwendung des alten Bezugspunktes O. Da dasselbe auch für die Komponenten Y und Z gilt, erhalten wir allgemein, daß der Ausdruck

$$\sum P_n l_n \cos \varphi_n \tag{19}$$

von der Wahl des Bezugspunktes, von welchem aus die Strecken l nach den Angriffspunkten der Kräfte P aufgetragen werden, unabhängig ist. Zur Berechnung der Volumenänderung brauchen wir also die Schwerpunktslage des Körpers nicht zu kennen. Wir wählen einen uns als bequem erscheinenden Bezugspunkt, bilden den Ausdruck (19) und berechnen die Volumenänderung nach (14).

Es ist zu beachten, daß der Ausdruck (19) für die deformierte und nicht für die ursprüngliche Form des Körpers zu berechnen ist. Da die Gestaltsänderungen eines Körpers oft sehr erheblich sind, kann das von großem Einfluß auf

diesen Ausdruck sein. Wenn wir als einfaches Beispiel einen Metallstreifen $a_0 b_0 c_0$ (Abb. 3) betrachten, der unter der Einwirkung der drei Kräfte in die Lage $a_1 b_0 c_1$ herumgebogen worden ist, so ergibt sich für diese Lage eine Dilatation. Vor der Erreichung dieser Lage hat der Streifen vom

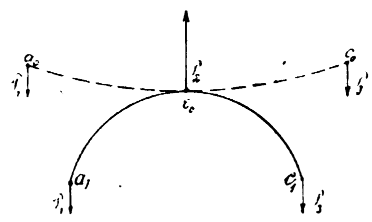


Abb. 3. Beispiel einer elastischen Dilatation durch äußere Kräfte.

unbelasteten Zustand aus aber zuerst eine Kontraktion erlitten, die im Verlauf der Biegung auf Null herabgesunken und dann durch eine Dilatation ersetzt worden ist. Als weiteres Beispiel ergibt sich, daß ein an den Enden festgehaltenes gebogenes Band (Abb. 4) kontrahiert ist.

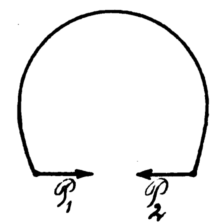


Abb. 4. Beispiel einer elastischen Kontraktion durch äußere Kräfte.

Aus (14) läßt sich als Spezialfall die allgemeine Bedingung dafür ableiten, daß die elastische Formänderung keine Volumenänderung zur Folge hat. Sie lautet:

$$\Sigma P_n l_n \cos \varphi_n = 0\,. \qquad (20)$$

Ein weiterer Spezialfall, in dem diese Gleichung sicher erfüllt ist, ist gegeben, wenn alle $P_n = 0$ sind, wenn also auf den Körper keine äußeren Kräfte einwirken und die in ihm enthaltenen Spannungen sich das Gleichgewicht halten. Durch Eigenspannungen wird also das Volumen eines Körpers nicht verändert; für diesen Fall gilt allgemein

$$\Delta V = 0\,.$$

Die Frage der Volumenänderungen durch Eigenspannungen ist von besonderem Interesse, vor allen Dingen, weil diese sich durch Dichtebestimmungen feststellen lassen müssen. In einigen Fällen, in welchen man Eigenspannungen einerseits und Dichteänderungen andererseits nachgewiesen hatte, glaubte man, diese beiden Erscheinungen miteinander verknüpfen zu können. Wir sehen jetzt, daß das grundsätzlich unmöglich ist. Deshalb sind die Dichteänderungen, die das optische Glas in Abhängigkeit von den Abkühlungsbedingungen zeigt, nicht auf die inneren Spannungen zurückzuführen, sondern als ein Nachweis tiefer liegender Veränderungen zu betrachten. Deshalb können Volumenänderungen, die gewisse Metalle bei gewöhnlichen Temperaturen langsam erleiden (z. B. fehlerhafter Spritzguß) nicht auf den Ausgleich innerer Spannungen zurückzuführen sein. Deshalb können Änderungen der Form metallischer Körper, die durch Abschrecken entstehen, soweit sie auf innere Spannungen zurückgeführt werden können, nur in Gestalts- nicht aber in Volumenänderungen bestehen. Deshalb kann auch die Dichteabnahme, die die Metalle bei der Kaltreckung erleiden, nicht eine Folge der hierbei entstehenden Eigenspannungen sein, solange sie das Hookesche Gesetz erfüllen.

(Eingegangen am 30. Juli 1924.)

Ermüdungsfestigkeit bei hohen Beanspruchungsfrequenzen.

Von W. Hort.

(Vorläufige Mitteilung aus dem Schwingungslaboratorium der AEG Turbinenfabrik.)

Inhalt: Beschreibung einer neuen Versuchsmethode und Mitteilung von Zahlenergebnissen.

Bei der Messung der Eigentöne von Turbinenschaufeln ergab sich, daß die Beanspruchungen, die in der schwingenden Schaufel entstehen, schon bei Anwendung verhältnismäßig einfacher Mittel recht beträchtliche werden, wenn man die Beanspruchungsfrequenz mit einer der Eigenfrequenz der der Schaufel gleich macht. Die Abb. 1 und 2 geben für eine lange und eine kurze Schaufel eine Übersicht über die Versuchsausführung und ihr Ergebnis. Danach konnten in den Schaufeln Biegungs-

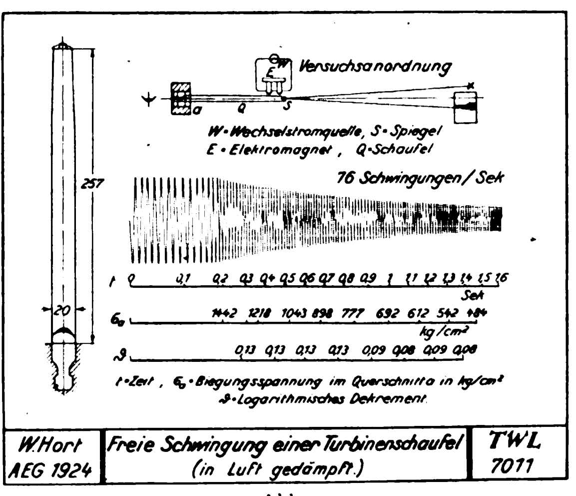


Abb. 1.

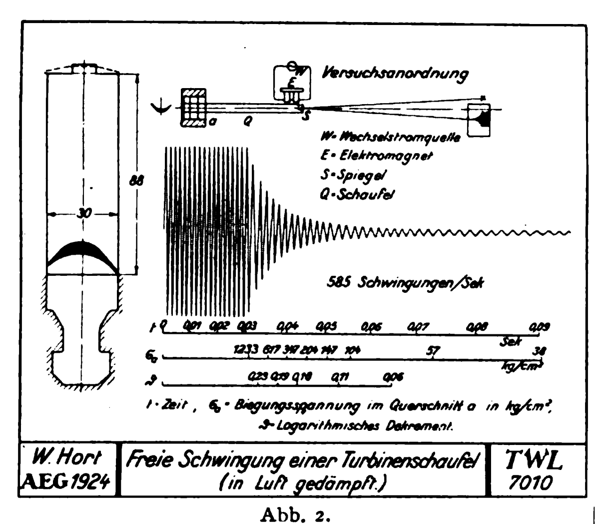


Abb. 2.

spannungen (im Einspannungsquerschnitt), die 1000 kg/cm² erheblich übersteigen, schon mit ganz kleinen Elektromagneten erzeugt werden, die mit unterbrochenem Gleichstrom beschickt wurden.

Diese Beobachtung brachte mich auf den Gedanken, die Versuchsanordnung so abzuändern, daß die Beanspruchungen in das Gebiet von 3000 kg/cm² und darüber, d. h. in das Gebiet der Ermüdungsbeanspruchungen, hineinrücken, um zu untersuchen, ob sich unsere Konstruktionsmaterialien in bezug auf die Ermüdungsgrenze bei Wechselzahlen von mehreren 100 in der Sekunde und darüber ebenso verhalten, wie in dem bis jetzt erforschten Gebiet der niedrigen Wechselzahlen von 50 bis 100 in der Sekunde.

Die Experimente mit der bisherigen Versuchsanordnung nach den Abb. 1 und 2, bei der die Unterbrechung des Elektromagnetstromes durch einen rotierenden Elektromotor hervorgebracht wurde, hatten ergeben, daß die Drehzahl des letzteren über längere Zeiträme hinaus nicht konstant gehalten werden konnte. Infolge der betriebsmäßigen Drehzahlenschwankungen konnte der Resonanzeffekt, der zur Erzeugung der hohen Spannungen nötig ist, stets nur kürzere Zeiträume

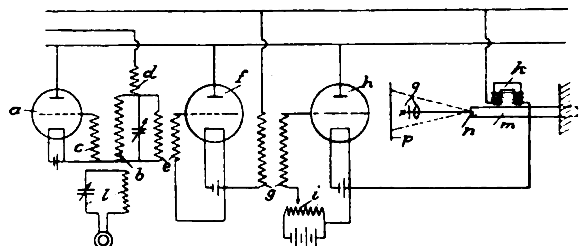


Abb. 3. Hochfrequenzbeanspruchungsanlage. Schaltbild.

aufrecht erhalten werden, während zur Herstellung des Ermüdungsphänomens ein länger dauernder Betrieb mit möglichst konstanter Erregungszahl notwendig ist.

Ich entschloß mich daher, die Schwingungserzeugung mit Hilfe von Elektronenröhren, deren Frequenz in hohem Maße von äußeren Einwirkungen unabhängig ist, nach einem grundsätzlichen Schaltbild (Abb. 3) zu benutzen. Hier bedeutet *a*

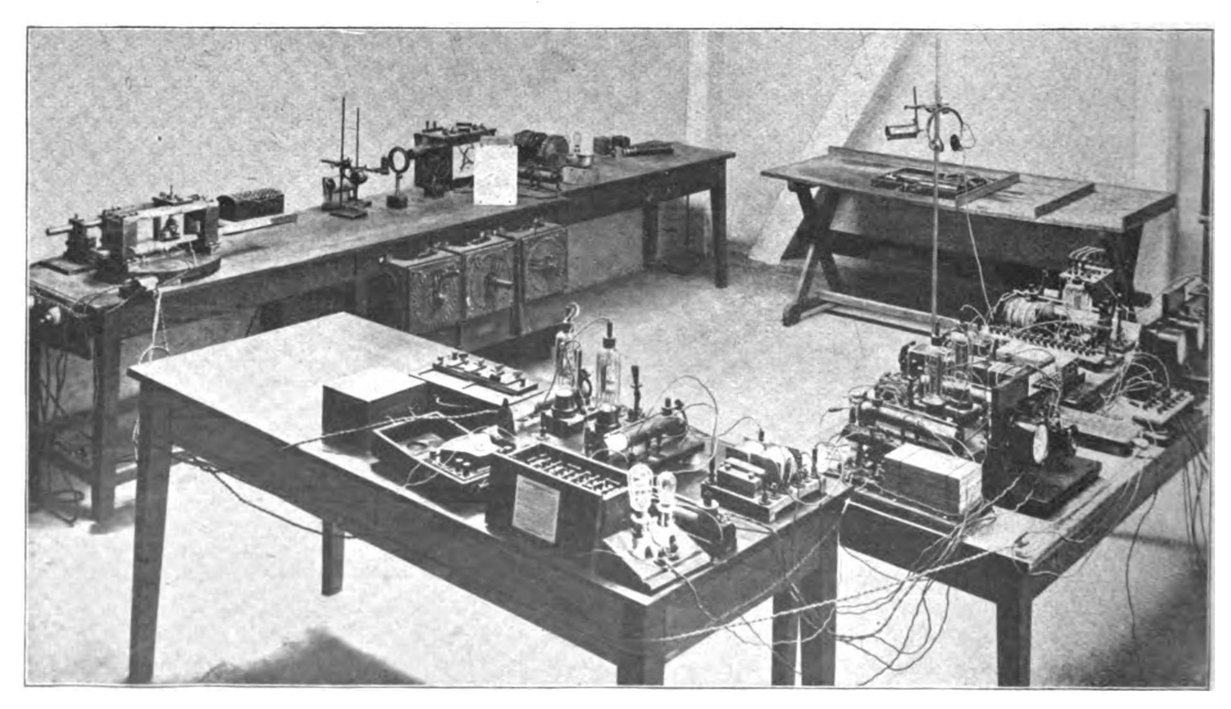


Abb. 4. Hochfrequenzbeanspruchungsanlage.

Zahlentafel.

Versuch Nr.	Art des Stabes	Dimensionen des Stabes: Einspannlänge mm	Breite mm	Querschnitt cm²	Trägheitsmoment cm⁴	Tonhöhe gemessen	Tonhöhe berechnet	Max. Biegungsbeanspruchung kg/cm²	Lebensdauer Minut	Anzahl der ausgehaltenen Wechsel Millionen	Erwärmung	Verhalten des Stabes bei Versuchsende
1	Turbinenschaufel	103	30	0,967	0,061	505	—	3500	70	2,12	merklich	Unregelmäßiger Ton, sichtbarer Anriß.
2	Turbinenschaufel	93	30	0,967	0,061	620	—	4240	20	ca. 0,7	schwach	Anschlagen an den Magnetpolen, Anriß unsichtbar. Nach Umbiegen wird der Ermüdungsbruch erkennbar.
4	Turbinenschaufel	115	20	0,595 0,402	0,0219 0,0074	327	—	4890	105	2,06	merklich	Starker Anriß.
7	Turbinenschaufel	88	30	0,967	0,061	565	—	4860	90	3,05	merklich	Nach 65 Minuten Betrieb Tonhöhe 413, nach 70 Minuten 400, nach 90 Minuten Ende des Frequenzbereiches erreicht bei tiefem Anriß.
8	Rechteck. Probestab 4 mm stark	70	30	1,20	0,016	534	672	4500	60	1,92	gering	Anschlag. Tiefer Einriß.
9	Rechteck. Probestab 3 mm stark	140	30	0,90	0,00675	719 1. Oberton	791	4540	145	6,26	gering	Geringe Tonerniedrigung. Tiefer Einriß.
10	Turbinenschaufel	91	30	0,967	0,061	610	—	3525	150	5,49	stark	Tonerniedrigung. Anriß.

ein Elektronenrohr, welches mit dem Schwingungskreis b und der Rückkopplung c ausgerüstet ist. Der im Schwingungskreis entstehende Wechselstrom wird auf die kaskadenartig hintereinandergeschalteten Verstärkerröhren f und h übertragen, aus deren letzterer der Wechselstrom zum Betrieb des Elektromagneten k, der die Schwingungen des zu untersuchenden Stabes erregt, benutzt wird. Dank der tatkräftigen Unterstützung des Herrn Oberingenieur Dr. H. **Rukop** von Telefunken gelang es in kurzer Zeit nach diesem Prinzip eine Anlage (vgl. Abb. 4) zusammenzustellen, die beim ersten Betriebsversuch das erwartete Resultat zeigte:

Ein eingespannter Stahlstab von etwa 10 cm Länge, dessen maximale Biegungsbeanspruchung nach Ausweis der Lichtzeigerbewegung der Spiegelanordnung $n\ o\ p$ in Abb. 3 im Gebiete von 3 bis 4000 kg/cm² lag, zeigte nach 70 Minuten unter merklicher Erwärmung einen sichtbaren Anriß in der Nähe der Einspannungsstelle. Die Zahl der in dieser Zeit ertragenen Beanspruchungswechsel belief sich, da der Stab mit einer Wechselzahl von 505 in der Sekunde zum Schwingen gebracht wurde, auf 2,12 Millionen.

Nach diesem Verfahren habe ich eine Reihe von Stäben (zum Teil rechteckigen, zum Teil Turbinenschaufelquerschnitts) untersuchen lassen. Die Ergebnisse sind in der Zahlentafel zusammengestellt. Hierbei ist zu bemerken, daß das Eintreten des Ermüdungseffektes sich akustisch durch Un-

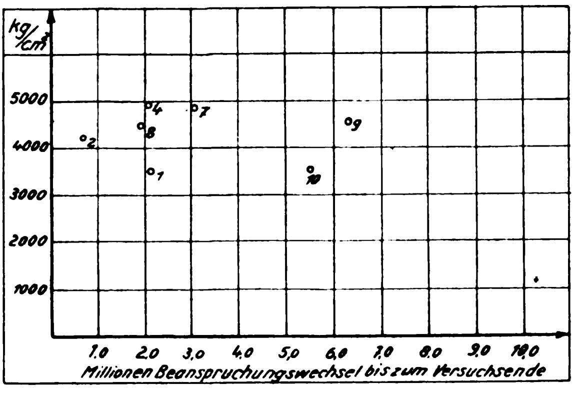


Abb. 5.

regelmäßigkeiten im Tönen des Stabes bzw. in einer Erniedrigung der Tonhöhe zu erkennen gab. Da die ersten Anrisse im allgemeinen nur sehr unbedeutend waren, wurde der Beanspruchungs-

vorgang weiter fortgesetzt, bis aus Klirrerscheinungen auf das Vorhandensein einer tiefgehenden Stabverletzung geschlossen werden konnte. Die beobachtete Beanspruchungszahl bis zum Versuchsende wurde dann je nach der Tiefe des Risses schätzungsweise reduziert, um so einen ungefähren

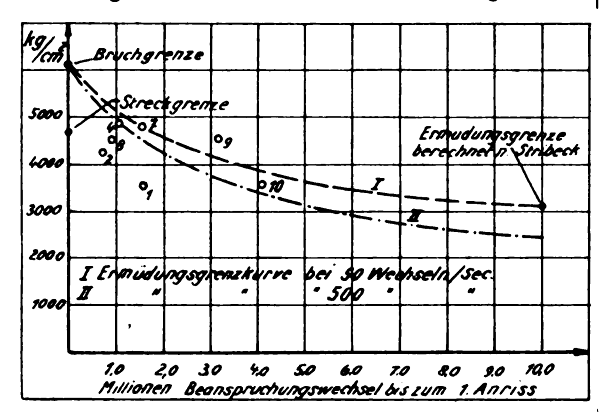


Abb. 6. Ermüdungsgrenzkurven.

Anhalt über den Eintritt des Anrisses und damit die Ermüdungsdauer zu gewinnen. In Abb. 5 sind für jeden Versuch die Beanspruchungen im Zusammenhang mit der Beanspruchungswechselzahl bis zum Versuchsende, in Abb. 6 im Zusammenhang mit der Beanspruchungswechselzahl bis zum ersten Anriß dargestellt.

Zusammenfassung.

Naturgemäß zeigen die auf diesem Wege ermittelten Punkte der Abb. 6, angesichts des vorläufigen Charakters der Versuche, eine erhebliche Streuung. Immerhin habe ich den Versuch gemacht, durch sie eine Ermüdungsgrenzkurve (II) hindurchzulegen. Vorbehaltlich genauerer Wiederholung der Versuche, die im Gange ist, möchte ich die Vermutung aussprechen, daß die Ermüdungsgrenze des betrachteten Materials (Stahl der Zusammensetzung Ni 4,0 %; Ma 0,45 %; Si 0,18 %; C 0,09 %; P 0,03 %; S 0,015 %; Streckgrenze etwa 4700 kg/cm²; Bruchgrenze etwa 6200 kg/cm) bei Übergang zu Beanspruchungswechselzahlen von etwa 500 in der Sekunde etwa 20 % unter demjenigen Betrag sinkt, der sich nach Stribeck[1]) für Beanspruchungswechselzahlen von 50 bis 100 in der Sekunde berechnet.

[1]) R. Stribeck, Dauerfestigkeit von Eisen und Stahl bei wechselnder Biegung, verglichen mit den Ergebnissen des Zugversuchs. Zeitschr. des Vereins deutsch. Ing. **67** (1923), 631.

(Eingegangen am 14. August 1924.)

Lose gekoppelte Förderrüttler.

Von E. Asch.

1. Einleitung.

Es ist bereits mehrfach angeregt worden, hin- und hergehende Bewegungen von Massen nach den Gesetzen der Schwingungslehre zu leiten. Ein erfolgreiches Anwendungsgebiet liegt vor in dem Antrieb von Förderrüttlern. Im folgenden soll eine einfache Methode angegeben werden, die Eigenfrequenzen solcher Förderrüttler sowie die in den Federn auftretenden Spannungen zu berechnen. Ferner werden die Antriebsverhältnisse beschrieben und zweckmäßige Anordnungen empfohlen.

2. Berechnung der Eigenfrequenzen.

Wir betrachten lediglich die häufigste Form des Aufbaues von Förderrüttlern, da sich die unten angeführte Berechnung auf andere Systeme ohne weiteres übertragen läßt. Die das Gut tragende Rinne oder Horde ruht auf schräggestellten parallelen Federn, so daß diese Rinne oder Horde nur Parallelverschiebungen erfährt (siehe Abb. 1 und 2). Diese Anordnung ermöglicht einfache

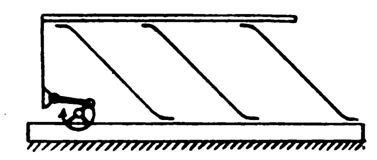


Abb. 1. Förderrüttler mit Federkopplung.

Berechnung der oben erwähnten Größen: Eigenfrequenz und Federbeanspruchung. Unter normalen Verhältnissen ist ein solcher Förderrüttler genügend genau als „Tonpilz" aufzufassen, d. h. als ein aus Masse und Federkraft bestehendes System, dessen Masse starr ist und dessen Federn masselos sind.

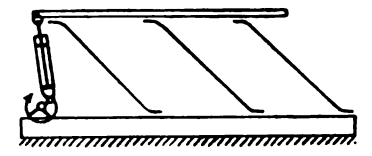


Abb. 2. Förderrüttler mit Kolbenkopplung.

Unter diesen Voraussetzungen gelangt man zur Berechnnng der Eigenfrequenzen wie folgt. Es sei:

E Elastizitätskoeffizient der Federkonstante in kg cm^{-2}.
g Erdbeschleunigung in cm sec^{-2}.
G das Gewicht der Horde oder Rinne in kg.
b die Gesamtbreite aller vorhandenen Federn in cm.
l die Länge } der Feder in cm.
h die Dicke } der Feder in cm.



α der Winkel der Feder gegen die Wagerechte in ^{0}.
σ die Beanspruchung der Feder an der Einspannstelle in kg cm^{-2}.
k die Federkonstante des ganzen Systems in kg cm^{-1}.
λ die Eigenfrequenz des ganzen Systems in sec^{-1}.
f die Durchbiegung senkrecht zur Feder an der Horde in cm.
A die Amplitude der Horde senkrecht zur Feder in cm.

Für einen auf beiden Seiten eingespannten Balken, dessen Einspannstellen sich parallel zueinander und senkrecht zu ihm bewegen, ergibt sich als Federkonstante

$$k = \frac{E \cdot b \cdot h^3}{l^3}.$$

Als Eigenfrequenz des schwingenden Systems erhält man

$$\lambda^2 = \frac{k \cdot g}{G} = \frac{E \cdot b \cdot h^3 \cdot g}{l^3 \cdot G}.$$

Wir schreiben diese Gleichung in folgender Form

$$\lambda^2 \cdot \frac{G}{b} \cdot \frac{l^3}{h^3} = E \cdot g \equiv 2{,}06 \cdot 10^9. \qquad \text{(I)}$$

Die rechte Seite der Gleichung (I) ist eine Konstante. Die Werte der linken wollen wir in Zukunft wie folgt bezeichnen:

λ Eigenfrequenz.
$\frac{G}{b}$ Breitenbelastung der Federn.
$\frac{l}{h}$ Schlankheit der Federn.

Abb. 3 stellt in ihrem oberen Teil ein Nomogramm dar, das die Abhängigkeit dieser drei Größen veranschaulicht. Es wurde gewonnen durch Logarithmierung der Gleichung, wobei die Logarithmen in der bekannten Weise auf den Seiten eines gleichseitigen Dreiecks aufgetragen wurden. Das Nomogramm stellt nur den in der Praxis vorkommenden Bereich der Gleichung dar.

3. Berechnung der Federbeanspruchung.

Die Förderbedingung wollen wir wie folgt formulieren

$$g < \frac{d^2 f}{d t^2_{(\max)}} \cdot \cos \alpha,$$

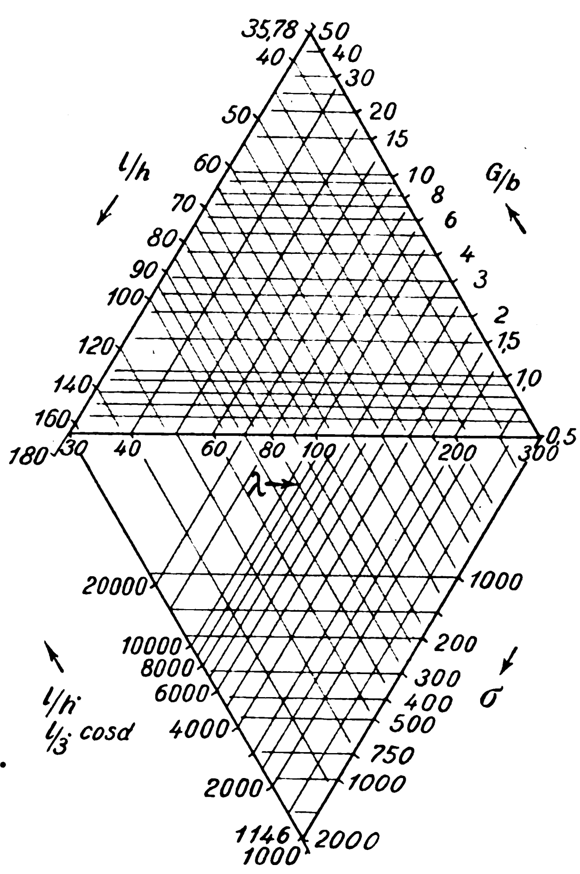
d. h. also, daß die Vertikalkomponenten der beim Hubwechsel auftretenden Beschleunigungen größer als die Erdbeschleunigung werden. Bei nicht sehr klebrigem Gut tritt sofort nach Überschreitung dieses Wertes ein mehr oder minder schneller Transport ein. Die Auflösung der Gleichung gestaltet sich wie folgt:

$$\frac{d^2 f}{d t^2} = A \lambda^2 \sin \lambda t,$$

$$\frac{d^2 f}{d t^2_{(\max)}} = A \lambda^2.$$

Den Wert von A, bei dem wird

$$A \lambda^2 = g,$$



Oben: Eigenfrequenz × Breitenbelastung × Schlankheit = konst.
Unten: Eigenfrequenz × Grenzbeanspruchung × Schlankheit × Drittel der Federprojektion = konst.
konst. = $E \cdot g = 2{,}06 \cdot 10^9$ kg/cm/sec^{-2}.

Abb. 3.

bezeichnen wir als „Grenzamplitude", die dabei an der Einspannstelle auftretende Beanspruchung der Feder als „Grenzbeanspruchung".

Für die Beanspruchung ergibt sich allgemein

$$\sigma = \frac{E \cdot f \cdot h \cdot 3}{l^2}.$$

Setzen wir für f den Wert der Grenzamplitude ein, so können wir die Gleichung wie folgt schreiben:

$$\lambda^2 \cdot \frac{l}{h} \cdot \frac{l}{3} \cos \alpha \cdot \sigma = E \cdot g \equiv 2{,}06 \cdot 10^9. \qquad \text{(II)}$$

Diese Gleichung (II) wird in derselben Weise wie

die vorige durch den unteren Teil des Nomogramms dargestellt. Auf den Seiten des unteren Dreiecks sind also aufgetragen:

1. die Eigenfrequenz auf der gemeinsamen Seite beider Dreiecke,
2. rechts die Grenzspannung und
3. links das Produkt aus Schlankheit und dem Drittel der Federprojektion auf die Wagerechte.

Letztes Produkt läßt sich jeweils leicht im Kopf überschlagen.

4. Durchrechnungsbeispiel.

Das Gewicht der Horde sei 40 kg, die beabsichtigte Eigenfrequenz 50 $\sec^{-1}$, entsprechend 478 Umdr./Min. Als Federn wählen wir Stäbe von den Maßen $50 \cdot 5 \cdot 0{,}5$ cm^3. Somit ergibt sich als Schlankheit der Wert 100 und als Breitenbelastung der Wert 0,8, der durch Anbringung von zehn Federn zu erreichen ist.

Als Winkel der Federn wählen wir 60^0, dann ergibt sich das Produkt aus Schlankheit und Drittel der Horizontalprojektion zu 2360, somit eine Grenzbeanspruchung von 300 kg/cm^{-2}. Erregt man den Förderrüttler auf die dreifache Grenzamplitude und erzielt dabei die gewünschte Fördergeschwindigkeit, so ist die Federbeanspruchung sicherlich nicht zu hoch. Ob ersteres der Fall ist, kann nur an Hand des zu fördernden Gutes entschieden werden, wie bei jedem Förderrüttler.

Sind die Spannungen zu hoch, oder die Fördergeschwindigkeiten zu klein, so stehen folgende Mittel zur Verfügung:

1. Vergrößerung der Schlankheit bei Verringerung der Breitenbelastung, mit anderen Worten: schwächere, aber mehr Federn.
2. Vergrößerung der Federlänge selbst.
3. Verkleinerung des Federwinkels.

Dazu sei noch erwähnt, daß das unter 3. genannte Mittel dann anzuwenden ist, wenn das Gut große innere Reibung oder Klebrigkeit aufweist. Sonst greife man zu den beiden anderen Mitteln. Theoretisch ergibt sich natürlich als günstigster Förderwinkel 45^0.

Schließlich sei noch die Unmöglichkeit erwähnt, nach Art von Wagenfedern durch schindelartige Anordnung der Blätter die Grenzspannungen zu verringern zu wollen. Das ist hier nicht möglich. Rechnet man z. B. die Gleichungen (I) und (II) um für den Fall, daß die Federn auf je ein Viertel ihrer Länge von beiden Einspannungen aus gemessen verdoppelt werden, so erhält man die gleichen Grenzspannungen bei auf vier Drittel gesteigerter Eigenfrequenz. Die gleich großen Spannungen treten natürlich an den Enden der Verdopplungen in der Grundfeder auf. Man kann also mit dieser Anordnung lediglich die Eigenfrequenz auf vier Drittel des Nomogrammwertes erhöhen, nicht aber die Grenzspannung verringern. Ist man damit zufrieden, so kann das Nomogramm auch für diese Federanordnung benutzt werden.

5. Antrieb.

Um die Antriebsverhältnisse zu untersuchen, bedienen wir uns der Grundgleichung der erzwungenen Schwingung, welche lautet:

$$m f'' + 2 \beta m f' + k f = Q \sin w t. \qquad \text{(III)}$$

Die durch den Antrieb aufzubringende Dämpfungsleistung L_e ergibt sich aus folgendem Integral

$$\frac{w}{2\pi} L_e = \int_0^{2\pi} 2 \beta m f' d f,$$

oder

$$L_e = 2 \beta m A^2 w^2. \qquad \text{(IV)}$$

Zur Vereinfachung der Rechnung setzen wir die Eigenfrequenz und die in der Resonanz aufzunehmende Dämpfungsleistung gleich eins und erhalten

$$L_e = \frac{4 \beta^2 w^2}{(1 - w^2)^2 + 4 \beta^2 w^2}. \qquad \text{(V)}$$

Da die Dämpfungen wieder ganz von den Eigenschaften und Mengen des zu fördernden Gutes abhängen, müssen wir weitere Annahmen machen und zwar setzen wir voraus, daß die Amplitude des frei ausklingenden Rüttlers bei plötzlicher Abschaltung des Antriebes sich bei jedem Durchgang durch die Ruhelage um 10 % vermindere. Wir erhalten somit für dem Dämpfungsfaktor die Gleichung

$$\frac{A_n}{A_{n+1}} = e^{\pi \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}} = 0{,}9,$$

oder

$$\beta^2 = \frac{C^2}{1 + C^2},$$

worin bedeutet

$$C^2 = \left(\frac{\ln 0{,}9}{\pi}\right)^2 = 0{,}001\,125,$$

also einen sehr kleinen Wert, der uns zu Vereinfachungen der nun folgenden Berechnung der Dämpfungsleistung ermächtigt:

$$\left.\begin{aligned} L_e &= \frac{1}{\frac{(1 - w^2)^2}{4 w^2} \cdot \frac{1 + C^2}{C^2} + 1} \\ &= \frac{1}{\frac{(1 - w^2)^2}{4 w^2} \cdot \frac{1}{C^2} + 1}. \end{aligned}\right\} \qquad \text{(Va)}$$

wobei gesetzt ist:

$$1 + C^2 \approx 1.$$

Folgende Tabelle gibt Aufschluß über die aufzuwendende Dämpfungsleistung L_s in Abhängigkeit von der auf Eigenfrequenz bezogenen Antriebsfrequenz:

w	0,6	0,8	0,85	0,90	0,95	1,0
L_s	0,00392	0,0218	0,040	0,091	0,300	1,000
w	1,05	1,10	1,15	1,20	1,40	
L_s	0,321	0,136	0,0541	0,0323	0,00948	

Die gesamte zum Antrieb notwendige Leistung setzt sich zusammen aus dieser Dämpfungsleistung und den Leerlaufverlusten L_0, die mit genügender Genauigkeit als proportional der Antriebsfrequenz angesehen werden können. Somit ergibt sich für die notwendige Antriebsleitung L die Gleichung

$$L = \frac{1}{\frac{(1 - w^2)^2}{4 w^2} \cdot \frac{1}{C^2} + 1} + R w, \qquad \text{(VI)}$$

worin R den auf eins bezogenen Wert der Leerlaufreibung im Resonanzfalle bedeutet. Man nimmt in diesen Wert zweckmäßigerweise den im fraglichen Bereich genügend genau als konstant zu betrachtenden Motorwirkungsgrad mit auf. Diese Kurve Gl. (VI) ist in Abb. 4 dargestellt. Im allgemeinen wird sie einen sehr steilen Charakter haben, entsprechend den ziemlich geringen Dämpfungen, in denen ja gerade der Vorteil der ganzen Anordnungen begründet liegt; damit erwächst aber gleichzeitig die Notwendigkeit einer genauen Einhaltung der Tourenzahl des Antriebs. Das ist insofern schwierig, weil man in den meisten Betrieben mit Schwankungen der Netzspannung zu rechnen hat, die eine Verwendung von Nebenschlußmotoren ausschließen. Denn diese ergeben als Charakteristik in dem Diagramm der Abb. 4 eine Vertikale, also schleifende Schnitte mit der Leistungskurve, ebenso wie normale Drehstrommotoren. Hauptstrommotoren dagegen zeigen in der gewählten Darstellung hyperbelähnliche Kurven, die im Bereich geringer Leistungen, also hoher Tourenzahlen, annähernd horizontalen Verlauf haben. Abb. 4 zeigt die Charakteristik eines handelsüblichen Hauptstrommotors von 0,75 KW, und zwar ist die Abhängigkeit der Leistung von der Tourenzahl mit der Klemmenspannung als Parameter aufgetragen. Nachstehende Tabelle gibt die Werte wieder:

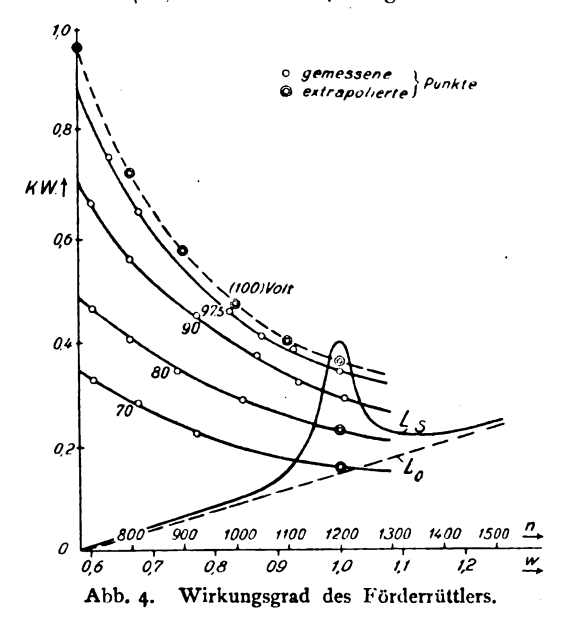


Abb. 4. Wirkungsgrad des Förderrüttlers.

E/Volt	J/Amp.	n/Min.	L/KW
97,5	3,50	1200	0,341
97,5	3,90	1120	0,381
97,5	4,20	1050	0,410
97,5	4,36	1010	0,425
97,5	4,70	990	0,459
97,5	6,66	820	0,650
97,5	7,76	760	0,757
90,0	3,20	1210	0,288
90,0	3,56	1120	0,321
90,0	4,12	1040	0,371
90,0	5,00	920	0,450
90,0	6,20	800	0,558
90,0	7,40	720	0,667
80,0	3,60	1010	0,288
80,0	5,10	880	0,408
80,0	4,30	890	0,344
80,0	5,80	720	0,464
70,0	3,20	920	0,214
70,0	4,06	810	0,2845
70,0	4,70	720	0,329

Man erkennt, daß die Schwankungen der Netzspannung einen um so geringeren Einfluß haben, mit je höherer Tourenzahl man den Motor laufen läßt. Das bedeutet praktisch, daß man den Motor etwas überdimensioniert und die Resonanztourenzahl oder deren Übersetzungstourenzahl etwa 20 bis 40 % über die normale Tourenzahl des Motors legt. Durch diese Anordnung kann man bei geringen Schwankungen der Netzspannung jede Regelung fortlassen, da, wie ersichtlich, der Motor sich selbst im ansteigenden Ast der Leistungskurve einfängt, vorausgesetzt, daß bei gegebener Kopplung, also gegebener Form der Leistungskurve der Motor nicht zu groß dimensioniert ist. Eine leicht verstellbare Kopplung dürfte sich hier gut bewähren. Die Abb. 2 zeigt, daß der Antrieb erfolgt durch die Exzenterbewegung eines Zylinders, in dem ein an der Horde befestigter Kolben sitzt. Macht man diesen Kolben sehr lang mit je einer Kolbenringführung an beiden Enden, so kann man sich eine Kreuzkopfführung ersparen, ohne eine zu starke Abnutzung befürchten zu müssen. Das Wesen der Anordnung ist nun folgendes:

Am Grunde des Zylinders ist ein Hahn anzubringen, der durch mehr oder weniger Öffnung

einen Teil der komprimierten oder dilatierten Luft aus- bzw. einströmen läßt. Wie ersichtlich, kann auf diese einfache Weise jeder gewünschte Kopplungsgrad eingestellt werden. Gegenüber der in Abb. 1 angedeuteten Federkopplung dürfte diese Anordnung noch den Vorteil haben, daß man bei einer zu starken Beanspruchung des Rüttlers, oder bei einem Festfahren der Horde nicht den Bruch der ohnehin stark beanspruchten Koppelfeder zu befürchten braucht. Ferner kann zur Unschädlichmachung der besagten Netzschwankungen dieser Hahn zu einer automatischen Regelung auf konstante Amplitude benutzt werden, indem man entweder durch eine Veränderung der Amplitude oder durch die Netzspannung unmittelbar eine

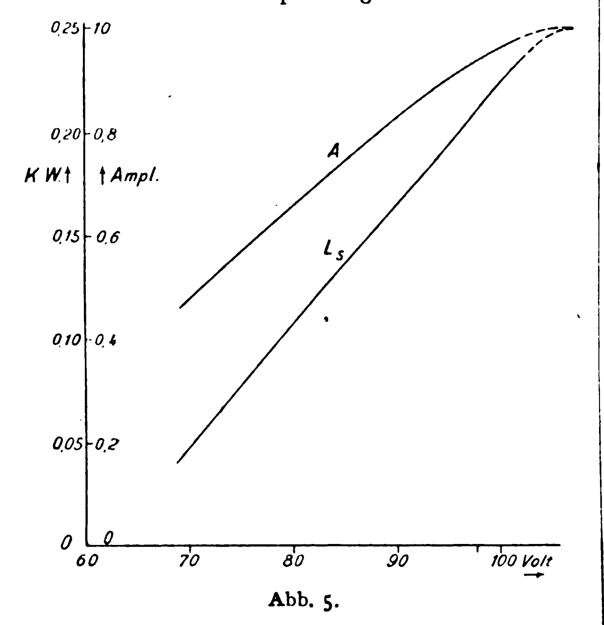


Abb. 5.

Verstellung des Hahnes herbeiführt. Derartige Möglichkeiten sind sehr zahlreich und wir wollen sie nicht weiter beschreiben, dafür uns noch den Schwankungen der Amplitude in Funktion der Netzspannung zuwenden.

In Abb. 4 ist die der Resonanztourenzahl entsprechende Motortourenzahl auf 1200 Umdr./Min. gelegt. Die Dämpfungsleistung ist bei völliger Resonanz mit 0,25 KW und die Leerlaufreibung mit 0,15 KW angenommen. Für die Schnittpunkte der Motorleistungskurven mit der Kurve der verzehrten Leistung kann man so leicht die Werte der Dämpfungsleistung herausgreifen. Aus dieser erhält man die Amplituden am einfachsten aus folgender Bezeichnung:

$$A = \frac{\sqrt{L_s}}{\omega}. \tag{IVa}$$

In Abb. 5 sind die Werte für L_s und A in Funktion der Spannung aufgetragen und in folgender Tabelle wiedergegeben:

Volt	70	80	90	97,5	(100)
L_s	0,18	0,43	0,652	0,82	(0,89)
A	0,455	0,692	0,830	0,925	(0,960)
w	0,932	0,961	0,972	0,980	(0,983)

Es bleibt nun dem Ermessen überlassen zu beurteilen, ob in dem speziellen Fall eine Regelung notwendig erscheint oder nicht. Selbstverständlich sind alle nur spannungsregelnden Anordnungen ohne weiteres anwendbar.

Wir wollen uns noch einigen Fragen zuwenden, die zur Anregung dienen mögen. Zunächst soll die Grundgleichung der erzwungenen Schwingung noch einmal betrachtet werden Gl. (III). Wir fassen zunächst den Koppelfederantrieb der Abb. 1 ins Auge. Während wir den Weg der Horde bezeichnet haben mit

$$f = A \sin wt,$$

wollen wir den Weg des Punktes, an dem die Exzenterkraft angreift, bezeichnen mit

$$f_0 = e \sin(wt + \varphi),$$

worin „e" die Exzentrizität bedeutet. Somit haben wir die Gleichung (III) genauer zu schreiben

$$mf'' + 2\beta mf' + kf = k_0(f + f_0), \tag{IIIa}$$

worin „k_0" die Federkonstante der Koppelfeder bedeutet. Wir sehen, daß das Glied $k_0 f$ nach links gebracht, eine Erhöhung der Eigenfrequenz im Verhältnis $\sqrt{\frac{k+k_0}{k}}$ mit sich bringt und daß im übrigen die Gleichung (IIIa) der Gleichung (III) entspricht. Die Erhöhung der Eigenfrequenz kann praktisch bei den meist geringen Kopplungsgraden vernachlässigt werden, bei denen k_0 sehr klein gegen k ist.

Anders liegen die Verhältnisse aber bei der Kolbenkopplung der Abb. 2. Wir ersetzen das in Frage kommende Stück der die Antriebskraft beschreibenden Kompressionskurve $p \cdot v^{\nu} =$ konst. durch eine Gerade, deren Neigung durch die Größe des toten Raumes in der Ruhelage und durch die Stellung des Hahnes an ihm gegeben ist. Soweit genügt obige Gleichung den tatsächlichen Verhältnissen. Aber wir haben ohne Zweifel noch ein Dämpfungsglied einzuführen, das sich aus der Reibung der Luft im Hahn und der mechanischen Kolbenreibung zusammensetzt, so daß unter Beibehaltung der Bezeichnungen der Gleichung (IIIa) jetzt geschrieben werden muß:

$$\left.\begin{aligned} mf'' + 2\beta mf' + (k + k_0)f \\ = k_0 e \sin(wt + \varphi) + 2\beta_0 m(f' + f_0'). \end{aligned}\right\} \tag{IIIa}$$

Wir erkennen, daß die linke Seite der Gleichung wiederum von rechts bereichert wird durch das Glied $2\beta mf'$, worin β_0 die Kolben- und Luft-

reibung darstellt. Dieses Glied ist nun von einiger Bedeutung; während nämlich das rechts verbliebene Glied nur die notwendige Leistung um einiges erhöht, bewirkt das Glied $2\beta m f'$ außer der gleichen Wirkung noch eine Dämpfung des ganzen Systems, die sich beim Anfahren oder Abstellen dadurch bemerkbar machen wird, daß die Eigenschwingung des Systems wesentlich schneller abklingt.

Eine weitere Auswirkung der Kolbenkopplung dürfte folgendes sein:

Steigert man nämlich durch zu geringe Kopplung, durch höhere Netzspannung oder endlich durch Abbremsen der Horde die Motorleistung über den Maximalwert der verzehrten Leistung, so beginnt der Motor „durchzugehen" bis zum Schnitt seiner Leistungskurve mit der Leerlaufleistung L_0. Im Beginn dieses Durchgehens werden sich Schwebungen ergeben, die bei der Federkopplung wesentlich stärker zum Ausdruck kommen müssen als bei der Kolbenkopplung.

In vielen Fällen, z. B. für Trocknungszwecke, will man einen sehr langsamen Transport des Gutes erreichen, muß aber infolge der inneren Reibung desselben zu relativ großen Amplituden greifen. Dann kann man sich durch einen periodischen Antrieb helfen, der durch Zeitschalter betätigt wird. In diesem Falle dürfte die Kolbenkopplung besonders zu empfehlen sein, die bei unaufgeschaukeltem System eine wesentlich größere Leerlaufleistung erfordert und somit das angedeutete Durchgehen des Motors, bevor das System aufgeschaukelt ist, verhindern wird.

Schließlich sei noch erwähnt, daß bei der Umkehrung des Problems die Kolbenkopplung nicht zu empfehlen ist; in diesem Falle, in dem ja ein schwingendes System von großer lebendiger Kraft und geringer Dämpfung dazu dienen soll, die Tourenzahl eines Motors oder eines sonstigen Antriebes zu regeln, wird man ohnehin zu wesentlich engeren Kopplungsgraden greifen müssen, als sie hierbei praktisch erzielbar sind.

6. Zusammenfassung.

Es wird eine Berechnungsmethode an Hand eines Nomogramms für Förderrüttler angegeben, die nach den Gesetzen der Schwingungstechnik[1]) aufgebaut sind. Die rechnerisch ermittelten Antriebsverhältnisse einschließlich einer besonderen Art der Kopplung werden besprochen.

[1]) Daß man hin- und hergehende Mechanismen nach den oben entwickelten Grundsätzen mit gutem Wirkungsgrad bauen kann, hat H. Schieferstein in seiner Arbeit: Über mechanische und elektromechanische Schwingungen, Zeitschr. f. techn. Phys. **3** (1922), 377, gezeigt.
Anm. d. Schriftl.

(Eingegangen am 2. August 1924.)

Reißdiagramme von Senderöhren.

Von H. Rukop.

(Fortsetzung aus Nr. 9.)

D. Graphische Deutung der Gitterreißdiagramme.

1. Die Grunddiagramme.

Wenn man den inneren Zusammenhang der verschiedenen Gitterreißdiagramme sucht, so fällt als bemerkenswerteste Erscheinung die der S-förmigen Kurven in den Widerstandsdiagrammen auf. Diese Kurven finden sich, wie leicht zu erkennen ist, in den Grunddiagrammen bereits vor, wenngleich sie dort durch die Reiß-Spring-Hysteresisschleife deformiert sind. Es entsteht hier die Frage, ob diese unterbrochenen S-Linien des Grunddiagramms von wirklich S-förmigen Linien herstammen und zu solchen ergänzt werden können, und welche physikalische Bedeutung diesen dann zukäme. Dies läßt sich leicht beantworten. Solche Linien würden entstehen, wenn man nicht von der Selbsterregung, sondern von der Fremderregung, wo ja sämtliche Reißerscheinungen wegfallen, ausginge, und in einem solchen Koordinationssystem ebenfalls Gittergleichspannung und Kreisstrom auftrüge, wobei als Parameter der Kurven das Verhältnis von zugeführter Gitterwechselspannung zu entstehender Anodenwechselspannung benutzt werden müßte (siehe Kurven k_0 bis k_{20} in Abb. 47). Ein solches konstantes Verhältnis ist nämlich im Selbsterregungsfalle einer konstanten Rückkopplung analog. Bei einer Messung dieser Kurven würden sich teils S-förmige Kurven (siehe k_{16} bis k_{19}) teils integralförmige Kurven ergeben (siehe k_{14}, k_{15}). Es wäre nun ebenso einfach wie interessant, den A-Bereich des Grunddiagramms aus der Form solcher S- und $\int$-Kurven, wenn man sie in der Fremderregungsschaltung ausmäße, festzustellen. Geht man also zur Selbsterrungsschaltung durch Rückkopplung über, so entspricht einer bestimmten Gittergleichspannung E_G eine Senkrechte auf der Abszissenachse, hier s-Linien genannt, einer bestimmten Rückkopplung, wie schon gesagt, eine der genannten S- oder $\int$-(integral)förmigen Linien, hier allgemein k-Linien genannt. Die entstehende Hochfrequenzamplitude ist daher notwendigerweise der Schnittpunkt der beiden jedesmal benutzten Linien, bzw. wenn mehrere Schnittpunkte vorhanden sind, einer davon. Es ist nun ohne weiteres klar, daß es bei einer $\int$-(integral)förmigen Rückkopplungslinie nur einen Schnittpunkt gibt (vgl. Abb. 48 k_x, s_x), bei einer S-förmigen aber drei (vgl. Abb. 48 k_y, s_y). Eine einfache Überlegung über die Frage der Stabilität der Amplituden in den verschiedenen Schnittpunkten ergibt folgendes: Denkt man sich von einem Schnittpunkte ausgehend die Schwin-

gungsamplitude längs der Linie konstanter Gitterspannung um einen kleinen Betrag steigend oder fallend, so ist die Amplitude im Schnittpunkte stabil, wenn man beim Steigen ein Gebiet stärkerer notwendiger Rückkopplung betritt, beim Fallen

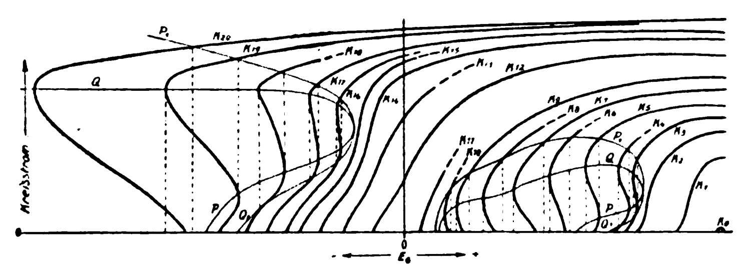


Abb. 47. Schema der Linien konstanter Rückkopplung (k-Linien) im Grunddiagramm.

ein solches schwächerer, im umgekehrten Falle labil, nämlich wenn man beim Steigen auf Linien schwächerer notwendiger Rückkopplung trifft, bei Fallen auf solche stärkerer.

Auf die Kurven in den Abb. 47 und 48 angewendet ergibt dies, wenn man bedenkt, daß von k_0 zu k_{20}, ebenso von k_x zu k_y die Rückkopplung ständig steigt: Der Schnittpunkt S_0 auf jeder $\int$-(integral)förmigen k-Kurve ist immer stabil, von

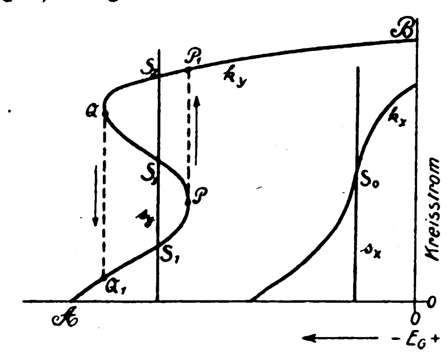


Abb. 48. Linien konstanter Rückkopplung (k-Linien) und konstanter Gitterspannung (s-Linien).

den drei Schnittpunkten S_1, S_2, S_3, auf jeder S-förmigen k-Kurve aber sind nur zwei stabil, nämlich der unterste, S_1, und der oberste, S_2, der mittlere, S_3, ist labil. Daher ist der Ast AP realisierbar, PQ nicht realisierbar, QB wieder realisierbar. Es ist dann auch sofort einzusehen, daß, wenn man die Gitterspannung so variiert, daß man AB durchläuft, die Amplitude bei P angelangt auf P_1 springen muß, und von da an P_1B durchläuft. Beim Zurückgehen mit der Gitterspannung von B nach links muß die Amplitude bei Q angelangt auf Q_1 fallen, d. h. hier reißen die Schwingungen. Demnach ist das Kurvenbild in einem A-Bereich folgendes (vgl. Abb. 47): Die $\int$-(integral)förmigen Linien durchsetzen den A-Bereich überhaupt nicht, sie liegen überall im Folgegebiet. Die Springlinien gehen durch alle P-Punkte, die Reißlinien durch alle Q-Punkte, die Fußpunktslinien durch alle Q_1-Punkte, die Scheitellinien durch alle P_1-Punkte. Wo die Q_1-Punkte nicht mehr über der Abszissenachse liegen (k_{19}, k_{20}), geht das Reißen in Wegreißen über, und, wenn auch die P-Punkte nicht mehr darüber liegen, tritt Anspringen auf. In den Anspring- und Wegreißbereichen zeigen demnach die k-Kurven nur die oberen Teile der S-Form, die unteren liegen scheinbar unter der Abszissenachse. Im Bereich C, soweit er links von dem Wendepunkte liegt, läßt sich dann ebenfalls leicht die Lage der k-Linien erkennen (vgl. Abb. 47). Ebenso setzen sich die Grenzen der übrigen Fehlstellen aus den Kniepunkten und deren Projektionen in den k-Linien zusammen. Wie allerdings eine so erstaunliche Fehlstelle wie Bereich D in Abb. 13 zu deuten ist, läßt sich nicht leicht sagen.

Natürlich ist die vorstehende Erklärung der Fehlstellen aus den Kniestellen der k-Kurven nur eine Zurückführung auf ein anderes, allerdings leichter verständliches Problem, nämlich das der Entstehung von $\int$- und S-Kurven aus der vorgegebenen Charakteristik. Oder, mit anderen Worten, sie ist eine Zerlegung des Spring-Reißproblems in zwei einfachere, nämlich in das der Amplitudenkurven und in eine einfache Stabilitätsbetrachtung, ähnlich wie schon die Schwingkennlinienmethode von H. G. Möller[14]) sie enthält.

Es ist im großen ganzen dasselbe Verfahren, nur mit anderer Koordinaten- und Parameteranwendung. Solche Darstellungsmethoden sind für das Verständnis der Vorgänge gewiß vorzüglich, und während die vorliegende, nach Abb. 47 dem Vorgang im Telegraphie- und Telephoniesender gerade sehr naheliegt, ist die Schwingkennlinienmethode wohl manchen anderen Problemen, z. B. der Audionrückkopplungsschaltung, besser angepaßt. Aber man darf nicht glauben, daß die Ausmessung solcher Kurven auf dem Wege über die Fremderregungsschaltung oder gar über die Gleichstromcharakteristiken und eine Fouriersche Zerlegung der sich daraus ergebenden Anodenstromkurven geeignet ist, eine präzise Aufgabe zu lösen, eine bestimmte Röhre oder Schaltung zu untersuchen. Denn man würde da eine außerordentliche Arbeitsverschwendung treiben und viele Einzelheiten, wie z. B. die später beschriebenen Absorptionsröhrendiagramme oder die Pendelgebiete doch nicht richtig auffinden. Deswegen ist die unmittelbare Messung der Reißdiagramme am Objekt für die Praxis unentbehrlich.

[14]) H. G. Möller, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie **14** (1919), 326.



2. Die Gitterwiderstandsdiagramme.

a) Die R_G-Schaltung.

Geht man von den Gitterspannungsdiagrammen zu den Widerstandsdiagrammen (Diagramme veränderlichen Widerstandes) über, so tritt an die Stelle der Linie konstanter Gitterspannung, d. h. der Senkrechten auf der X-Achse, die Linie konstanten Widerstandes. Oder, wenn wir zunächst wie oben von der Fremderregung ausgehen, die Linie konstanten Verhältnisses von Gittergleich-

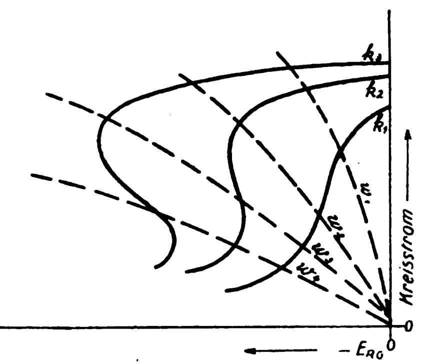


Abb. 49. Linien konstanter Rückkopplung (k-Linien) und konstanten Gitterwiderstandes (w-Linien).

spannung zu mittlerem Gittergleichstrom, die also als maßgebend für die Stabilität betrachtet werden müssen. Solche Linien haben, wenn von $E_G = 0$ ausgegangen wird, daß Aussehen wie w_1, w_2, w_3, w_4 usw. Abb. 49 (vgl. Abb. 31 III, 36 II, 39 II und III usw.). Aus dieser Lage würde man zunächst eine starke Veränderung der Fehlstellen annehmen, denn die absolut andere Neigung muß ebenso stark verschieden liegende Schnittpunkte zur Folge haben. Aber wie schon bekannt, tritt

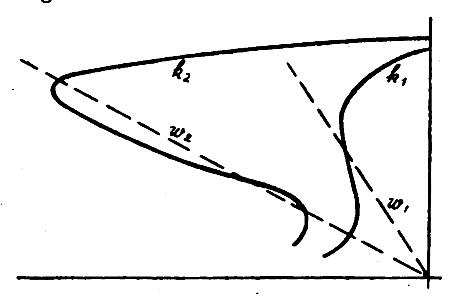


Abb. 50. Beispiele von k-Linien und w-Linien.

hier das Pendeln hinzu, dessen Bereichsgrenzen nicht aus diesen neuen Stabilitätsbedingungen hervorgehen, sondern auch noch Zusammenhänge mit denen der Grunddiagramme haben, wie gleich gezeigt werden wird.

Zunächst lassen sich auf die Schnittpunkte der Linien konstanten Widerstandes (hier w-Linien genannt) mit den k-Linien dieselben Stabilitätsgesetze anwenden, wie auf die der k-Linien mit den s-Linien. Man wird also schließen, und dies ist in der Tat vollkommen berechtigt, daß bei nur einem Schnittpunkt (Abb. 50, k_1, w_1) die Amplitude stabil ist, bei drei Schnittpunkten aber (Abb. 50, k_2, w_2) es wieder zwei stabile, den obersten und den untersten, und einen labilen, den mittleren, gibt. Aber der Augenschein zeigt auch alsbald, daß hier der Spring-Reißbereich A, wenigstens wenn der A-Bogen im Grunddiagramm merklich links von der Linie $E_G = 0$ gelegen hat und im Widerstandsdiagramm von $E_G = 0$ ausgegangen wird, sich bedeutend nach links verschieben muß. Der Grund liegt darin, daß die w-Linien die im A-Bogen zunächst liegenden schon S-förmigen k-

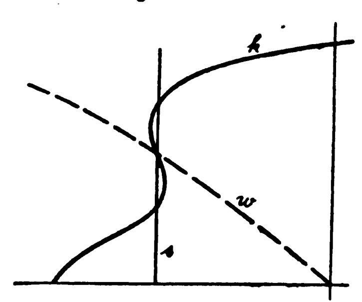


Abb. 51. Stabilität bei w-Linie und s-Linie.

Linien je nur einmal schneiden werden, wenn die s-Linen schon längst drei Schnittpunke geben (vgl. Abb. 51). Die dort gezeichnete k-Linie sollte also im Grunddiagramm noch labil, im R_G-Diagramm aber stabil sein.

Aber die auffallenderen und wichtigeren, weil den Arbeitsgebieten zunächst liegenden Bereiche, sind in den Widerstandsdiagrammen die Pendel-

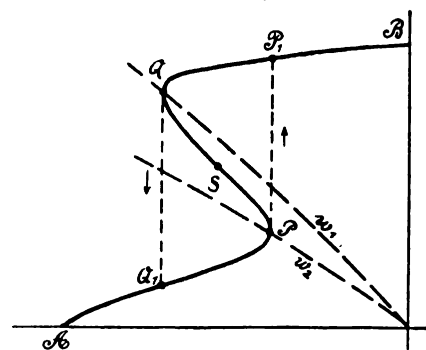


Abb. 52. Pendeln bei großem Kondensator.

bereiche, auf deren erhebliche Verschiedenheit bei großem und bei kleinem Kondensator schon hingewiesen ist. Das Pendeln tritt nun an Stellen auf, die vom Standpunkte der Abb. 51 betrachtet, eigentlich stabil sind. Dieser Widerspruch ist nur durch die Größe des Kondensators begründet und soll an Abb. 52 auseinandergesetzt werden. Es sei zunächst ein sehr großer Kondensator angenommen. Ein solcher wirkt in gewisser Beziehung, nämlich für einen kurz dauernden Vorgang, voll-

ständig wie eine Batterie. Deshalb werden die Schwingungen, wenn man etwa durch langsames Vergrößern des Widerstandes von B aus über Q auf den Ast QP wandern will, z. B. auf den Punkt S, von Q auf Q_1 reißen. In Q_1 angekommen muß die Amplitude langsam, nämlich so langsam, wie es der Abnahme der negativen Kondensatorladung infolge verringerter Gitterstromaufnahme entspricht, von Q_1 nach P wandern und, in P angelangt, auf P_1 springen. Hier tritt infolge der hohen Amplitude und daher auch des hohen Gitterstromes wieder eine Zunahme der negativen Kondensatorladung ein, somit wandert E_G (vielmehr hier E_{RG}) nach links, und die Amplitude muß wieder den Weg P_1, Q, Q_1 durchlaufen. Das würde auch geschehen, wenn man mit w_2 von A nach P ginge. Daher besteht das Pendeln bei großem Kondensator im Durchlaufen des Rhomboids Q, Q_1, P, P_1, Q usw., und zwar in dem genannten Umlaufsinn (siehe die Pfeile Abb. 52). Hieraus ergibt sich ganz natürlich, daß der Pendelbereich mit dem Bereich A des Grunddiagramms identisch ist (vgl. Abb. 33, W, W mit $R_1\,Gr$ und $S_1\,Gr$). Daß in ihm nur die Ausgangslinien wiederzufinden sind und nicht die Endlinien $S_2\,Gr$ und $R_2\,Gr$, ist lediglich eine Frage der Meßmethode, denn in Wahrheit werden die Endlinien, die ja (siehe Abb. 47) durch P_1 und Q_1 gehen, ebenfalls durchlaufen, wie in Abb. 52 auseinandergesetzt ist. Bei kleinem Kondensator kann man nun von einem Idealfall, also dem ideal kleinen Kondensator sprechen. Dieser Fall würde darin bestehen, daß der Kondensator bezüglich seiner Ladung und Spannung momentan der Amplitude folgte, so daß tatsächlich die Arbeitslinie von der betreffenden w-Linie nicht abweichen könnte. In einem solchen Falle müßte das Pendeln wegfallen, denn es wäre eben kein Grund zu seinem Auftreten vorhanden. Ferner müßten genau die durch die Schnittpunkte der w-Linien mit den k-Linien gegebenen Spring-Reißlinien auftreten, nichts anderes. Ein so kleiner Kondensator ist aber nicht anwendbar, schon weil die Gitterstromaufnahme nur stoßweise erfolgt und ein gewisser Ausgleich notwendig ist, damit man überhaupt von Gleichspannung sprechen kann. Es wird sich daher in der Praxis ein gewisses Mittelding zwischen der Pendelerscheinung des großen Kondensators und dem Zustand des nur Reißens und Springens bei ideal kleinem Kondensator ergeben. Der Pendelweg ist deshalb nicht das Rhomboid (Abb. 52), sondern eine ellipsenähnliche Kurve a (Abb. 53 I), die um so leichter auftritt, unter je kleinerem Winkel sich die k-Kurve mit der w-Kurve schneidet. Das Pendelgebiet hat deshalb bei kleinem Kondensator keine aus dem Grunddiagramm streng ersichtlichen Grenzen, sondern es muß kleiner sein als der A-Bereich im Grunddiagramm, aber größer als das ideale Reiß-Springdiagramm bei ideal kleinem Kondensator.

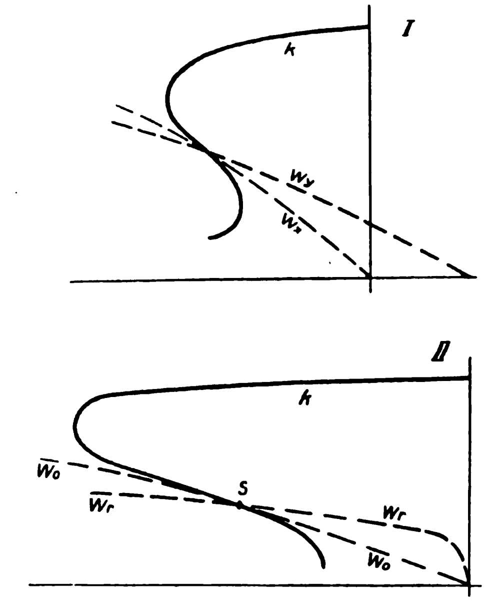


Abb. 54. Verbesserung von w-Linien

Über das Auftreten des Pendelns im Bereich A scheint mir aus einer einfachen Stabilitätsbetrachtung folgendes ableitbar zu sein: An irgendeinem Schnittpunkt S einer k- und einer w-Linie wird Pendeln auftreten oder nicht auftreten, je nachdem die Spur a des Arbeitspunktes bei einer angenommenen Amplitudenänderung in den stumpfen Winkel zwischen k und w (Abb. 53 II) oder in den spitzen (Abb. 53 III) eintreten müßte. Ferner wird das Pendeln dort beginnen, wo die Spur des Arbeitspunktes zur k-Linie tangential läuft.

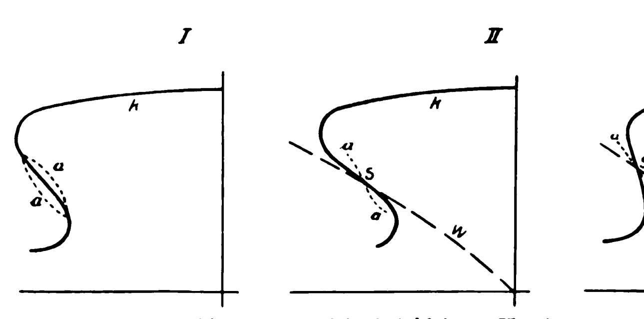


Abb. 53. Pendeln bei kleinem Kondensator.

Hier ist auch leicht verständlich, warum bei kleinem Kondensator das Pendelgebiet nach links gedrückt wird, wenn man den Ausgangspunkt weiter nach rechts verlegt (vgl. Abb. 39 II und III). Der Grund dafür liegt in der Neigung der be-

treffenden w-Linien. Je weiter von rechts her sie nämlich kommen, desto größer ist der Winkel, den sie im gleichen Punkte mit einer k-Linie bilden (vgl. Abb. 54 I) und desto weniger tritt Pendeln ein (vgl. die Linien $w_x k_x$ und $w_y k_y$ in den Diagrammen Abb. 39 II und III). Eben derselbe Einfluß ist es, der die Widerstandsdiagramme mit Widerstandsröhren günstiger macht als die mit reinem Ohmschen Widerstand (vgl. Abb. 39 II und IV und Abb. 42 II und III), wenn die Röhre die im Abschnitt III C 1 b beschriebenen Charakteristiken hat. In diesem Falle nämlich gibt die w-Linie einer Widerstandsröhre noch einen Schnittpunkt bei merklich großem Winkel mit gewissen k-Kurven, während die w-Linien reinen Ohmschen

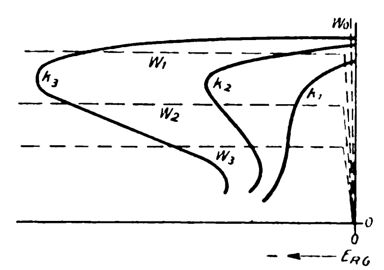


Abb. 55. Ideale w-Linien.

Widerstandes schon den k-Kurven annähernd parallel laufen, wie es in Abb. 54 II die Linien w_0 (Ohmscher Widerstand) und w_r (Röhre) zeigen (vgl. Abb. 39 II, w_x und IV, w_1). Den entgegengesetzten Fall zeigt Abb. 41, in dem nämlich die Widerstandsröhre nicht in diesem Sinne zur Wirkung kommt, weil der A-Bogen schon in den Anstieg der Anodenstromkurve, nicht erst in den Sättigungsteil fällt. Daher tritt dort auch nicht die geringste Besserung im Diagramme ein. Die Lage der w-Linien muß, um für die Diagramme günstig zu sein, möglichst der in Abb. 55 gezeichneten „idealen Lage der w-Linien" ähneln.

b) Die R_{AG}-Schaltung.

Für die Schaltung nach Abb. 44 (vgl. Abb. 28, I. Teil) gelten die gleichen Prinzipien, wenn auch die etwas anders gelegenen w-Linien entsprechend andere Fehlstellen veranlassen werden. Es ist auch zu beachten, daß ja die vom Anodenstrom durchflossene Röhre sehr viel mehr Strom führen muß, als die nur vom Gitterstrom derselben Schwingungsröhre durchflossene, daß man deshalb normalerweise verschiedene Widerstandsröhren für beide Zwecke verwenden wird. Infolgedessen ist ein direkter Vergleich nicht immer möglich.

Die w-Linien scheinen im R_{AG}-Röhrendiagramm eine noch günstigere Form, d. h. einen mehr sättigungsartigen Verlauf (vgl. Abb. 37 II), zu zeigen als im R_G-Röhrendiagramm (vgl. Abb. 46 II und III). Deshalb sind die Spring-Reißstellen auch noch weiter nach links gedrückt. Allerdings sind in den gezeichneten Abb. 45 III und 46 III die Pendelbereiche A noch unmotiviert groß, was, wie gesagt, immer auf einen zu großen Parallelkondensator C_{RAG} hindeutet. Tatsächlich muß man hier beachten, daß der Anodensperrkondensator C_B (Abb. 44) effektiv dem Kondensator C_{RAG} parallel liegt, daß also zum idealen Verkleinern von C_{RAG} auch C_B klein gemacht werden muß. Diesen Punkt habe ich anscheinend bei der Messung vernachlässigt, sonst hätte man die Diagramme 45 III und 46 III wohl noch günstiger erhalten können.

Aber manche Beobachtungen sprechen dafür, daß man annähernd bis zu einem ideal kleinen Kondensator vordringen und dadurch das Pendeln fast beseitigen kann.

3. Die Spannungsdiagramme mit festem Widerstand.

Auch hier ergeben sich alle Einzelheiten leicht aus den in III D 1 und 2 angegebenen Prinzipien bzw. graphischen Erklärungen, da sich alle Diagramme festen Widerstandes aus den Diagrammen variablen Widerstandes bei allen verschiedenen festen Gitterspannungen zusammensetzen lassen. Dies gilt ebenso für die Schaltung mit nur vom Gitterstrom durchflossenem Widerstand, wie für die mit vom Anodenstrom durchflossenem. Es könnte jedoch auffallen, daß im zweiten Falle, also bei festem R_{AG}, das $E_G + E_{RAG}$-Diagramm dem Grunddiagramm bez. des A-Bereiches so außerordentlich ähnlich ist, daß also gar kein Einfluß des Widerstandes zu finden ist (vgl. hierzu I. Teil, Abb. 29 I und IV). Dies ist nicht immer mit dieser Genauigkeit der Fall, wie in der genannten Abbildung, demnach also als gewisse Zufälligkeit zu bezeichnen. Allerdings liegt der A-Bogen bei ziemlich verschiedenen Gitterwiderständen tatsächlich sehr in der Nähe dessen im Grunddiagramm, aber nur, wenn der Kondensator ideal klein ist. Auch bei nur vom Gitterstrom durchflossenem Widerstand ist dies der Fall, wie z. B. im I. Teil die Abb. 26 I und VI und 27 I und IV zeigen, wenn man sich in den A-Bögen die Pendelbereiche wegdenkt und nur die Reiß-Springbereiche betrachtet. Der Grund für diese konstante Lage des A-Bogens trotz verschiedener Gitterwiderstände bei kleinem C_{RG} bzw. C_{RAG} liegt etwa darin, daß die Wendepunkttangenten der k-Kurven sich zum größten Teil in der X-Achse senkrecht unter dem A-Bogen schneiden, und daß diese Tangenten annähernd identisch mit w-Linien sind. Abb. 56 gibt eine allerdings sehr idealisierte Darstellung davon. Die Tangenten a, b, c, d, e usw. an die k-Kurven, gleichzeitig also w-Linien, mögen sich in P schneiden. Kleinere Widerstände werden durch steilere w-Geraden (a, b, c ...), größere durch flachere (d, e, f ...) dar-

gestellt. Jeder feste Widerstand bei geändertem E_G stellt nun etwa eine Gerade vor, die parallel mit sich verschoben wird (vgl. c_1, c_2, c_3 usw. sowie e_1, e_2, e_3 usw.), und deren Schnittpunkte mit der X-Achse das betreffende E_G ist. Wie groß nun auch der Widerstand sein mag, immer wird seine Gerade dann eine k-Kurve berühren, wenn sie durch P hindurchgeht, d. h. immer wird dort der Beginn des Reiß-Springbereiches liegen.

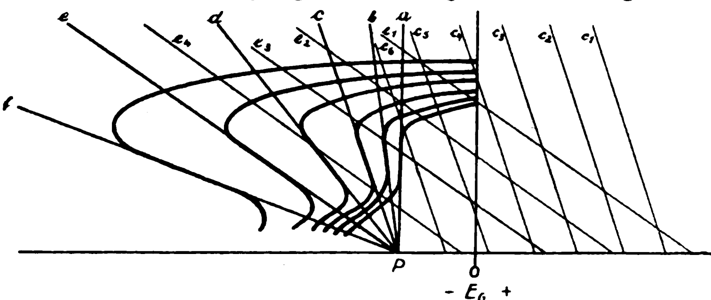


Abb. 56. Schematische Erklärung der Konstanz des A-Bogens bei Gitterspannungsdiagrammen mit festen Widerständen.

Diese Darstellung und Erklärung ist aber, wie gesagt, nur eine Annäherung an die Wirklichkeit, und sie gilt nur für einen gewissen Bereich von Widerständen. Bei größeren Widerständen müssen die A-Bögen im Gitterspannungsdiagramm bei festem R_G oder R_{AG} auch bei ideal kleinem Kondensator nach rechts vorstoßen, über die Linie $E_G = 0$ hinüber, und zwar deswegen, weil andernfalls die Widerstandsdiagramme ausgehend von $E_G = 0$ überhaupt keine Fehlstellen aufweisen könnten, wie oben (in III C 1 α, β) schon angedeutet ist. In einem von $E_G = 0$ ausgehenden Widerstandsdiagramm (R_G- oder R_{AG}-Diagramm bei Ohmschem Widerstand) ist nämlich jede w-Linie identisch mit der Linie $E_G = 0$ aus dem Gitterspannungsdiagramm bei demselben festen R_G oder R_{AG}. Geht daher eine solche w-Linie Ohmschen Widerstandes durch eine A-Fehlstelle, so ist dies identisch mit dem Vorstoßen des A-Bogens durch die Linie $E_G = 0$ im Gitterspannungsdiagramm bei demselben festen R_G oder R_{AG}.

Es besteht also keine strikte Identität zwischen der Lage des A-Bogens im Grunddiagramm und im Gitterspannungsdiagramm bei festem R_G oder R_{AG} mit E_G-Abszisse (denn die Darstellung Abb. 56 ist nur eine mäßige Annäherung). In der Tat beobachtet man neben der genannten, in engen Grenzen vorhandenen Konstanz des A-Bogens sowohl die oben begründete Verschlechterung der E_G-Diagramme bei größerem festem Widerstand, als auch manchmal kleine Verbesserungen, wie z. B. Abb. 29 I und IV eine solche, allerdings bescheidene (von $E_G = -5$ Volt auf $E_G = -10$ Volt) aufweist.

Ein auffallenderes Zurückweichen des A-Bogens auf der E_G-Skala nach links durch festen Gitterwiderstand mit kleinem Kondensator findet sich aber bei den weiter unten beschriebenen Anodendiagrammen (Kapitel VI).

IV. Die Rückkopplungsdiagramme.

Es ist bereits im Abschnitt III bei Erörterung der Grunddiagramme gesagt worden, daß diese Diagramme sowohl für die Gitterspannungsänderung als auch für die Rückkopplungsänderung maßgebend sind. Dabei wurde auch auf Telephoniemethoden durch Rückkopplung (z. B. Abb. 5, I. Teil) aufmerksam gemacht. Über solche Methoden soll hier der Vervollständigung wegen noch das besprochen werden, was nicht aus den Grunddiagrammen und den bisher beschriebenen Gitterdiagrammen ableitbar ist. Es handelt sich hierbei hauptsächlich darum, ob die Rückkopplung amplitudenabhängig ist oder nicht.

1. Amplitudenunabhängige Rückkopplung.

Hat man es mit einer Schaltung zu tun, in der die Rückkopplung jedesmal eindeutig ist, d. h. nicht eine Funktion der Amplitude, so sind allerdings die Diagramme genau mit den Grunddiagrammen oder Gitterspannungsdiagrammen identisch, und zwar in allen Fällen, sei es ohne oder mit Gitterwiderstand in der R_G- oder R_{AG}-Schaltung, mit großem oder kleinem Kondensator, nach E_G oder $E_G + E_{RG}$ oder $E_G + E_{RAG}$ aufgetragen. Die Telephonielinien sind dann bei Schaltung ohne Gitterwiderstand die s-Linien (Senkrechte auf der X-Achse, siehe solche im I. Teil, Abb. 3), mit Gitterwiderstand die oftgenannten w-Linien (Linien von konstantem R_G oder R_{AG} bei geänderter Rückkopplung).

2. Amplitudenabhängige Rückkopplung.

Dagegen erhält man neuartige Diagramme, wenn die Rückkopplung amplitudenabhängig ist. Unter den vielen Möglichkeiten der Amplitudenabhängigkeit soll nur die beste beschrieben werden, die in der Tat realisierbar ist. Sie entspricht wieder der schon in III C aufgestellten Forderung, daß die Schwächung zuerst die großen Amplituden erfassen, dann sich auch durch Steuerung kontinuierlich auf kleinere ausdehnen lassen soll. Außer der schon genannten Schaltung (Abb. 5) gibt es noch zwei andere Methoden der Rückkopplungstelephonie, nämlich die mit hilfsmagnetisierter Eisenspule im Gitterkreis und die mit Absorptionsröhre im Gitterkreis. Ein Schaltschema für letztere zeigt Abb. 57, in dem die Röhre II lediglich als steuerbares Energieentziehungsorgan für den Gitterkreis $L_2 C_2$ wirkt, das man also: „Telephonie durch Rückkopplungsänderung mittels

Absorptionsröhre im Gitterkreis" nennen kann, und das die genannte ideale Amplitudenabhängigkeit zu erreichen ermöglicht. Sie wird dann erreicht, wenn die Gitterspannung der Absorptionsröhre nur zwischen Null und negativen Spannungen variiert wird. Diese Behauptung dürfte wohl nicht ohne weiteres verständlich sein, so daß eine eingehendere Auseinandersetzung erfolgen soll. Zunächst ist zu sagen, daß sich die Rückkopplungsänderung durch

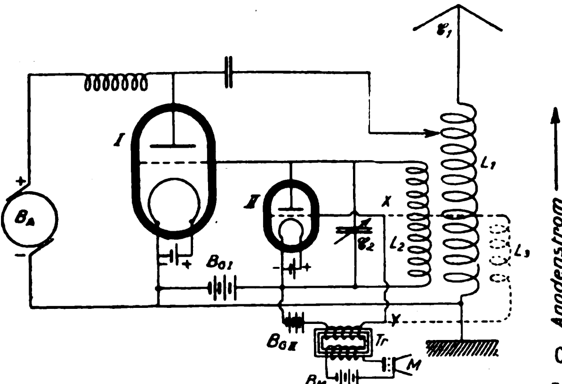


Abb. 57. Rückkopplungstelephonie durch Absorptionsröhre.

Sprache (in dem vorliegenden Falle also durch eine Absorptionsröhre) dann am besten ermöglichen läßt, wenn man mit annähernd abgestimmtem und lose gekoppeltem Gitterkreis arbeitet, weil nämlich bei einem abgestimmten Kreise Widerstandsänderungen allgemein viel größere Amplitudenänderungen veranlassen als in einem unabgestimmten. Auf die genaue Abstimmung aber kann man ja in der Schaltung Abb. 57 aus Phasengründen bekanntlich nicht gehen, sondern man geht vorteilhaft auf eine etwas kürzere Welle (siehe hierzu jedoch die spätere Abb. 62 und den zugehörigen Text). Die Absorptionsröhre ist in einem solchen Kreis am wirksamsten, wenn sie an der ganzen Spule (L_2) liegt, wie Abb. 57 zeigt. Um nun das geschilderte Prinzip der Amplitudenschwächung von oben an zu erfüllen, muß die Röhre, da sie ja hier als Parallelorgan die Energie entzieht, zunächst bei den größten Amplituden, den Widerstand ∞ haben, dann aber zur Herabsetzung der Amplituden bis zu der gewünschten immer noch den Widerstand ∞, von da ab aber rasch im Widerstand mehr und mehr abnehmen. Diese Anforderungen kann die Röhre nun absolut erfüllen, wenn sie Anodenspannungs-Anodenstromcharakteristiken hat, wie sie Abb. 58 zeigt. Solche hat sie aber bei stets negativer Gitterspannung, und zwar bei hoher negativer etwa eine wie i_e (Widerstand ∞, gar keine Absorption) und bei Gitterspannung Null eine solche wie i_a (kleinster Widerstand, stärkste Absorption), während i_b, i_c, i_d ... stufenweise größere negative Gitterspannungen haben. Hier wird also erreicht, daß bei einer bestimmten i-Kurve, z. B. i_d, bis zu gewissen Amplituden, hier also bis d, gar keine Absorption eintritt, über d hinaus aber eine immer stärker werdende. Würde man aber mit positiven Gitterspannungen an der Absorptionsröhre arbeiten, so würde diese andere Charakteristiken haben, und zwar solche, wie Abb. 59 sie zeigt. Hier stellt i_0 die Anodenspannungs-Anodenstromcharakteristik bei Gitterspannung Null vor, und i_1, i_2, i_3 ... haben zunehmend größer positive Gitterspannungen. Diese i-Kurven haben den Fehler, daß auf ihnen die kleinen Amplituden stark absorbiert werden, größere aber weniger, weil nämlich jede Charakteristik für kleine

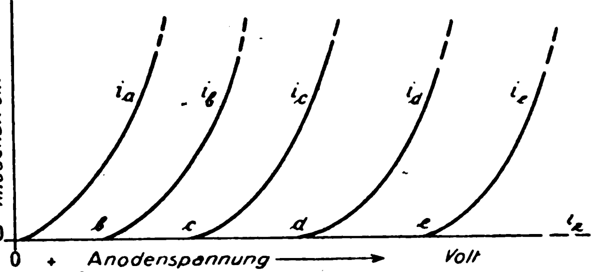


Abb. 58. Anodenstrom-Anodenspannungs-Charakteristiken bei negativen Gitterspannungen.

Amplituden steil, für größere flacher verläuft, was stets das Reißen und Springen befördert. Deswegen sollen hier nur Diagramme gezeigt werden, bei denen die Absorptionsröhren stets nur negative Gitterspannungen führen. Dann entsteht also

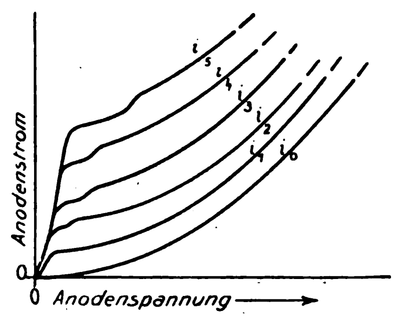


Abb. 59. Anodenstrom-Anodenspannungs-Charakteristiken bei positiven Gitterspannungen.

die Bedingung, daß der Widerstand bzw. die Absorption der Kurve i_a (Abb. 58) ausreichen muß, um die Amplitude auf Null zu bringen. Dies ist keineswegs immer leicht erfüllbar, sondern erfordert zunächst eine Röhre von großer Steilheit und großem Durchgriff, damit ihr Widerstand klein wird. Wenn man aber mit irgendeiner Röhre nicht auskommt, so kann man allerdings viel mehr erreichen, die Absorption also sehr verbessern, wenn man eine Hilfsschaltung anwendet. Diese besteht in einer Hochfrequenzhilfskopplung des Gitterkreises der Absorptionsröhre mit dem Schwingungskreise, wie sie in Abb. 57 punktiert eingezeichnet ist (L_3) und die einen solchen Sinn

haben muß, daß stets Anodenspannung und Gitterspannung gleichphasig sind. Mit dieser Schaltung sind die folgenden Diagramme gemessen, und zwar teilweise genau in der Schaltung wie Abb. 57. Andererseits besteht aber kein Hinderungsgrund, auch noch einen besonderen festen Gitterwiderstand mit Parallelkondensator einzuführen, wie es auch bei einigen Diagrammen geschehen ist.

a) Ohne Gitterwiderstand.

Abb. 60 zeigt einige Rückkopplungsdiagramme, und zwar I zunächst das Grunddiagramm. Das Diagramm II ist dann entstanden durch Rückkopplungsänderung mittels Absorptionsröhre bei nur negativer Gitterspannung an letzterer.

Abb. 60.

Ein solches Rückkopplungsdiagramm durch Absorptionsröhre kommt nun etwas anders zustande wie die Rückkopplungsdiagramme, die bisher genannt wurden, nämlich die mit den Grunddiagrammen identischen. Während letztere unbegrenzt waren und eine Rückseite hatten, sind die Rückkopplungsdiagramme durch Absorptionsröhren begrenzt und haben im allgemeinen keine Rückseiten. Es ist nämlich zu bedenken, daß man ja von einer bestimmten Rückkopplung ohne Absorption ausgehen muß. Dies sei diejenige im Maximum der Schwingungen bei $E_G = 0$.

Ein Rückkopplungsdiagramm wie 60 II soll nun so aufgenommen werden, daß diese Rückkopplung k, hier Grundrückkopplung genannt, die ja auf der gegenseitigen Induktion von L_1 und L_2 beruht, unverändert bleibt, daß also die Rückkopplung jetzt nur noch durch Hinzufügen der Absorption geändert wird. Hieraus ergibt sich, daß das Diagramm durch die k-Linie begrenzt sein muß, die durch das Maximum bei $E_G = 0$ geht, jedenfalls sie nicht überschreiten und daher auch keine Rückseite haben kann, falls man nicht von vornherein den Ausgangspunkt auf der Rückseite wählt. Das Diagramm 60 II ist nun ein überraschendes Beispiel dessen, was man durch die oben beschriebene Amplitudenbehandlung erreichen kann. Hier kann man tatsächlich von einer idealen Säuberung des Diagramms sprechen, denn der ganze Bereich C ist verschwunden und Bereich A ist ebenfalls bis an P_1, den Schnittpunkt der Scheitellinie des A-Bereiches mit der durch den Ausgangspunkt gehenden k-Linie, weggeschnitten.

Die Gründe für diese Säuberung des Diagramms von Fehlstellen lassen sich leicht angeben. Die Grundrückkopplung ist ja so groß, daß die Schwingungen stets bis zur Höhe der k-Linie ansteigen können, soweit diese im Einsetzgebiete liegt. Sie werden also in diesem Bereich (von P_1 bis an den entsprechenden Punkt im Bereich B, der hier nicht mehr gemessen ist) stets einsetzen und jede Höhe erreichen, bis sie durch die Absorption gebremst werden. Mit anderen Worten: Die Fehlstellen bei kleineren Amplituden, z. B. der Bereich C, würden erst bei kleiner Rückkopplung erscheinen. Da aber die Rückkopplung auch für die kleinsten Amplituden immer die größte ist, werden die Fehlstellen übergangen.

Die Form der Fehlstellen im linken Teile des Bereiches A, also links von P_1, ist absolut durch den Verlauf der k-Linien gegeben; wie zur Verdeutlichung an Abb. 61 auseinandergesetzt werden soll. Sind k_x und k_y in 61 I zwei normale k-Linien aus dem Grunddiagramm, die von den Punkten P_x und P_y ausgehen, z. B. vergleichbar den Linien k_{17} und k_{20} in Abb. 47, so kann man natürlich jeden der beiden Punkte P_x und P_y zum Ausgangspunkte eines Absorptionsröhren-Rückkopplungsdiagramms machen, wie sie die Abb. 61 II und III

zeigen. Diese Diagramme können also über den Raum zwischen x-Achse und der betreffenden k-Linie nicht hinausgehen. Daher wird 61 II von k_y und 61 III von k_x begrenzt. Die Nichteinsetzbereiche liegen links von der Geraden, die vom Knie der k-Linien, z. B. k_x, zum Schnittpunkte derselben k-Linie mit der Scheitellinie, Q_x, führt und natürlich, wie in III C auseinandergesetzt ist, eine Senkrechte zur x-Achse ist. Im Diagramm 61 III sind ferner einige Linien konstanter Absorption, d. h. konstanter Gitterspannung an der Absorptionsröhre, eingezeichnet (k_a, k_b, k_c ...).

b) Mit Gitterwiderstand.

Wenn man in der Schaltung Abb. 57 der Schwingungsröhre I einen festen Gitterwiderstand gibt, so lassen sich ebenfalls ideal saubere Absorptionsröhren-Rückkopplungsdiagramme erreichen, wie Abb. 60 III und IV zeigen. Sowohl bei großem C_{RG} (III) als bei kleinem (IV) erhält man Diagramme, die dem obengenannten ohne Gitterwiderstand (II) fast kongruent sind und als überraschend schön bezeichnet werden können, wenn man für eine genügend starke Absorption sorgt. Hierzu ist, wie oben, eine Absorptionsröhre niedrigen Anodenwiderstandes, lediglich negative Gitterspannung an ihr, eine Hilfskopplung ihres Gitters mit dem Schwingungskreis und eine nicht allzu gitterstromempfindliche Rückkopplung an der Schwingungsröhre, d. h. ein immerhin um einige Prozente von der Abstimmung entfernter, noch recht merklich induktiv rückgekoppelter Gitterkreis notwendig. Dann kann man die gezeigten sauberen Diagramme schon erreichen, während die Absorptionsröhre im Gitterkreis etwa nur ein Hundertstel der Leistung der Senderöhre zu absorbieren braucht (etwa 5 Watt bei 500 Watt).

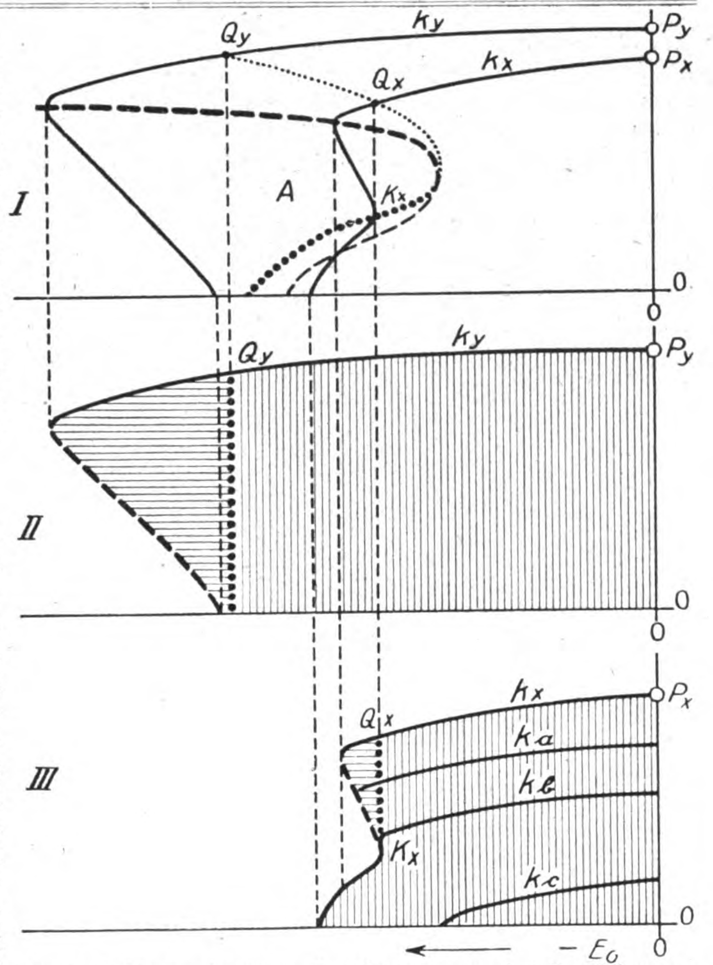


Abb. 61. Erklärung der Absorptionsdiagramme aus dem Grunddiagramm.

3. Gitterstromempfindliche Rückkopplung.

Eine interessante Einzelheit soll hier noch erwähnt werden. Es ist oben gesagt worden, daß man am leichtesten eine wirksame Absorption erreicht, wenn man den Gitterkreis $L_2 C_2$ beinahe abstimmt und lose mit L_1 koppelt. Hierdurch kann man aber leicht eine auffallende Fehlstelle verursachen, wenn man nämlich sehr lose koppelt und dafür nahe an die Abstimmung geht. Bereits im Abschnitte III A 5 i sind Grunddiagramme gitterstromempfindlicher Rückkopplungsschaltungen behandelt und gezeigt worden (Abb. 24). Gerade bei Gitterabsorptionsdiagrammen treten solche Fälle leicht auf. Abb. 62 zeigt einige Beispiele hierfür,

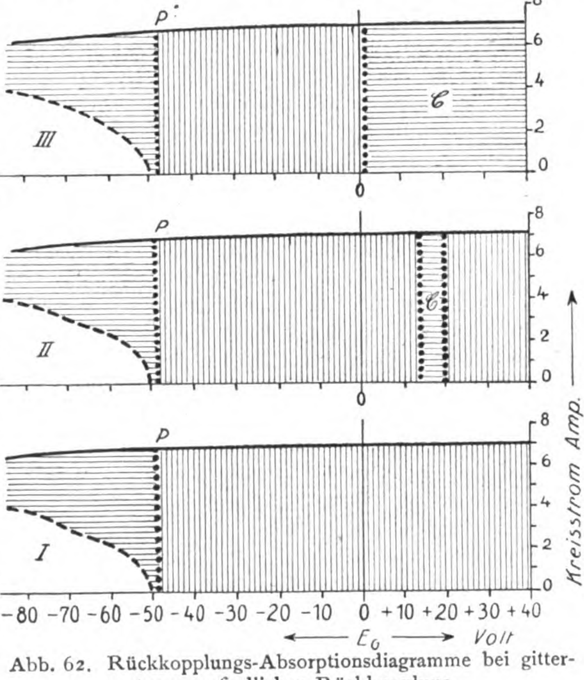


Abb. 62. Rückkopplungs-Absorptionsdiagramme bei gitterstromempfindlicher Rückkopplung.

die denen in Abb. 24 genau entsprechen, wie man an den übereinstimmenden Maximumlinien erkennen kann. Die riesenhaften Nichteinsetzbereiche C in 62 II und III sind durch Gitterstrom verursacht, und zwar kann man deren Grenze durch Abstimmungs- und Kopplungsänderung erheblich verschieben, etwa von $E_G = +1$ Volt an (62 III) nach positiverem E_G hin (62 II) unter gleichzeitiger Verschmälerung des Bereiches bis schließlich zum Verschwinden (62 I), wobei III die loseste Kopplung von L_2 mit L_1 bei größter Nähe der Abstimmung enthält, I die festeste Kopplung und größte Verstimmung, II einen Mittelfall.

(Fortsetzung folgt.)

Wirbelschichten und Zirkulation.

Von Wilhelm Müller, Hannover.

Im folgenden möchte ich einige Betrachtungen über Wirbelschichten anstellen, wie sie auf dem Rande eines in einer Flüssigkeit eingetauchten zylindrischen Hindernisses auftreten können. Von der gleichmäßig dichten, auf einem Kreise ausgebreiteten Schicht gelangt man vermittelst der konformen Abbildung zu einer „konformen Belegung" von Wirbelelementen auf dem Rande eines beliebigen geschlossenen Profils. Es soll der direkte Nachweis erbracht werden, daß die Zirkulationsströmung um ein solches Profil als verursacht gedacht werden kann durch eine konforme Wirbelschicht auf dem Rande. Nach derselben Methode ist dann auch die Parallelströmung um ein in der Flüssigkeit bewegtes Profil auf die Kombination einer Wirbel- und Quellbelegung auf dem Rande zurückführbar.

1. Als elementare Strömungsformen benutzen wir die Punktquelle (bzw. Senke) und den Punktwirbel. Die Stromfunktion wird im ersten Falle, wenn die Quelle im Ursprung liegt

$$W = c_q \cdot \lg z. \tag{1}$$

Die Stromlinien sind die geradlinigen Strahlen vom Ursprung aus, die Potentiallinien konzentrische Kreise um den Quellpunkt. Nach dem Gaussischen Lehrsatz ist, wenn $d\sigma$ der unendlich kleine Querschnitt der Quelle und $\mathfrak{w}$ der Vektor der Geschwindigkeit ist,

$$\operatorname{div} \mathfrak{w} \cdot d\sigma = 2\pi c_q = \int w_n \, ds\,; \tag{2}$$

das Integral erstreckt über eine Potentlallinie. λ_q ist also ein Maß für die sogenannte Ergiebigkeit der Quelle.

Für eine durch einen einzigen Wirbel im Ursprung von der Stärke λ_w hervorgerufene Strömung vertauschen die Strom- und Potentiallinien des vorigen Falles ihre Rolle, und wir haben

$$W = i c_w \lg z. \tag{3}$$

Die Funktion ist wie im ersten Falle mehrdeutig. Bei einer Umkreisung des Wirbelkernes nimmt der Logarithmus um $2i\pi$ zu bzw. ab, W daher um $-2c_w\pi$. Das Linienintegral

$$\oint w \, dz = \int \frac{dW}{dz} dz$$

im Sinne der Wirbelung längs einer geschlossenen Kurve um den Kern erhält, da $w = ic\frac{1}{z}$, den Wert

$$\int w\, ds = 2\pi c_w = \Gamma. \tag{4}$$

Diese Konstante, die übrigens nach Stokes gleich dem Produkt aus rot $\mathfrak{w}$ und dem unendlich kleinen Wirbelquerschnitt $d\sigma$ ist, nennen wir auch die Zirkulation des Wirbels. Wenn wir den geschlossenen Weg außerhalb des Wirbels nehmen, so kehrt W zu seinem Ursprungswert zurück, so daß das geschlossene Integral verschwindet.

Die Kombination der Quelle und des Wirbels können wir Quellwirbel (bzw. Senkenwirbel) oder auch Wirbelquelle nennen. Die Stromfunktion wird

$$\left.\begin{aligned} W = (c_q + i c_w) \lg z = (c_q \lg r - c_w \varphi) \\ + i(c_w \lg r + c_q \varphi). \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Die Stromlinien und Potentiallinien sind also logarithmische Spiralen. $\frac{a+ib}{i}$ kann man als Stärke des Quellwirbels bzw. $a + ib$ als Stärke der Wirbelquelle betrachten.

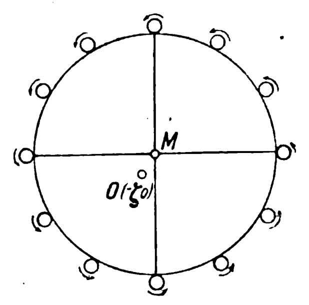


Abb. 1. Wirbel auf dem Kreisrand.

2. Es seien n gleich starke Wirbel in gleichen Abständen auf der Peripherie eines Kreises vom Radius R angeordnet (Abb. 1). Wenn der erste Wirbel im Punkte $z = R$ liegt, so ist die Strömungsfunktion

$$W = i c \lg (z^n - R^n). \tag{6}$$

Für die Geschwindigkeit erhält man

$$\frac{dW}{dz} = u - iv = ic \frac{n z^{n-1}}{z^n - R^n}. \tag{7}$$

Der Kreismittelpunkt ist also Ruhepunkt der Strömung. Um die Bewegung eines Wirbels durch die übrigen zu erhalten, muß man

$$W' = i c \lg \frac{z^n - R^n}{z - R} \tag{8}$$

differenzieren und erhält

$$w' = i c \frac{z^n (n-1) - R n z^{n-1} + R^n}{(z^n - R^n)(z - R)},$$

für $z = R$ wird

$$w' = i c \frac{n-1}{2R}. \tag{9}$$

Da alle Wirbel gleichberechtigt sind, so sieht man, daß das ganze System sich mit einer Geschwindigkeit $\lambda \frac{n-1}{2R}$ auf dem Kreise verschiebt. Die Bewegung geschieht so, als ob sie herrührte von einem im Mittelpunkt gelegenen Ersatzwirbel von der Stärke $\frac{c(n-1)}{2}$.

3. Wir betrachten nun den Grenzfall, wo die Wirbel zu einer sogenannten Wirbelschicht zusammenrücken. Wenn n ins Unendliche wächst, und c entsprechend abnimmt, so können wir das Produkt $nc = c'$ als endlich voraussetzen und als Gesamtbelegung der Schicht bezeichnen. Wenn die Belegungsdichte $= \lambda$, so haben wir

$$2\pi\lambda R = c', \quad \lambda = \frac{c'}{2\pi R}. \tag{10}$$

Für einen äußeren Punkt wird

$$u - iv = \frac{2\pi R \lambda}{z}.$$

Dasselbe läßt sich auch direkt ableiten, am einfachsten wohl mit Hilfe des Cauchyschen Integralsatzes.

Wir haben die Stromfunktion

$$W = i R \lambda \int_0^{2\pi} \log (z - R e^{i\varphi})\, d\varphi$$

zugrunde zu legen. Setzt man $R e^{i\varphi} = \zeta$, $d\varphi = \frac{d\zeta}{i\zeta}$, so wird für $|z| > R$

$$W = i R \lambda \oint \log z \left(1 - \frac{\zeta}{z}\right) \frac{d\zeta}{i\zeta},$$

das gibt nach Cauchy, da

$$\left.\begin{aligned} \log\left(1 - \frac{\zeta}{z}\right) &= -\frac{\zeta}{z} - \frac{1}{2}\left(\frac{\zeta}{z}\right)^2 \\ &\quad - \frac{1}{3}\left(\frac{\zeta}{z}\right)^3 - \dots \\ W = 2 i \pi \lambda R \log z &= i c' \lg z, \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

d. h. für $|z| > R$ stimmt das Strömungsbild mit der Strömung eines im Mittelpunkt konzentrierten Wirbels von der Stärke gleich der Gesamtbelegung der Schicht überein.

Für $|z| < R$ hat man zu setzen

$$\left.\begin{aligned} W &= i R \lambda \int \log \zeta \left(\frac{z}{\zeta} - 1\right) \frac{d\zeta}{i\zeta} \\ &= i R \lambda \int \log \zeta \frac{d\zeta}{i\zeta} \\ &\quad + i R \lambda \int \log\left(1 - \frac{z}{\zeta}\right) \frac{d\zeta}{i\zeta} \\ &\quad + i R \lambda i \pi \int \frac{d\zeta}{i\zeta} \\ &= -4\pi^2 R \lambda + 2 i \pi R \lambda \log R = \text{konst.} \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

W wird also im Innern konstant, daher ist die Flüssigkeit im Innern des Kreises in Ruhe, das daher auch als Schnittfläche eines in der Flüssigkeit ruhenden starren Zylinders gedeutet werden kann. Die Wirbelschicht selbst aber verschiebt sich in sich selbst mit einer Geschwindigkeit $\frac{c'}{2R}$, d. h. so, als ob im Mittelpunkt ein Wirbel von einer Stärke gleich der halben Belegung der Schicht sich befände.[1]) Das letztere Resultat ergibt sich auch unmittelbar aus den Formeln (7) durch Grenzübergang.

Allgemein kann jede Wirbelschicht als Ursache einer Potentialströmung angesehen werden. Während die Normalkomponente keine Unterbrechung oder Stetigkeit erleidet, ändert sich die Tangentenkomponente beim Übergang über die Schicht sprunghaft. Umgekehrt kann man jede Unstetigkeitsfläche, z. B. die freie Grenze einer stationären Strömung, wie sie Helmholtz[2]) und Kirchhoff[3]) betrachtet haben, als Sitz einer Wirbelschicht auffassen. Die Wirbelschicht selbst ist von der sie verursachenden Bewegung nicht ausgeschlossen. Die Tangentialkomponente ist ganz allgemein nach Helmholtz[2]) das arithmetische Mittel der Tangentialkomponenten auf beiden Seiten der Schicht.

4. Wir stellen uns nun weiter die Aufgabe, das Äußere des Kreises, einschließlich der Berandung, so auf Außengebiet und Berandung, etwa einer Ellipse konform zu übertragen, daß die

[1]) Vgl. N. Lagally, Zur Theorie der Wirbelschichten. Sitzungsberichte der kgl. bayr. Akademie der Wissenschaften München (1915), S. 80 ff., wo diese Sätze ohne Benutzung komplexer Größe verhältnismäßig umständlich abgeleitet werden.

[2]) H. Helmholtz, Über Integrale hydrodyn. Gleichungen, welche den Wirbelbewegungen entsprechen. Journal für r. u. angew. Math. 55, 1858.

[3]) Kirchhoff, Zur Theorie freier Flüssigkeitsstrahlen, Ges. Abh. 416.

Wirbelbelegungen entsprechender Bogenelemente einander gleich sind. Die Transformation leistet die Funktion

$$z = \zeta + \frac{p^2}{\zeta} \quad (p < R), \tag{13}$$

wenn ζ die Koordinaten der Kreisebene, z die entsprechende der Ellipsenebene bedeuten. Der Mittelpunkt der Ellipse liegt im Anfangspunkt, die Halbachsen sind $R \pm \frac{p^2}{R}$ (vgl. Abb. 2).

Ist die konstante Dichte der Kreisbewegung λ, so ist die veränderliche Dichte der Wirbelbelegung auf der Ellipse im Punkte z, $\lambda' = \lambda \left| \frac{d\zeta}{dz} \right| \cdot \lambda$ können wir natürlich auch als mittlere Dichte der Wirbelbelegung auf der Ellipse bezeichnen.

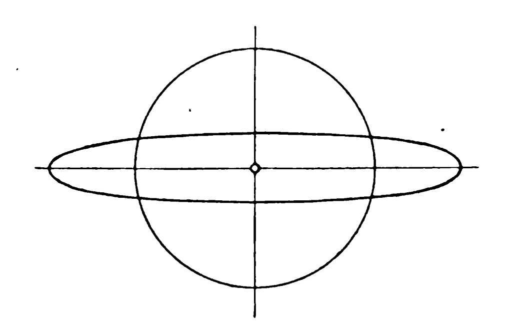


Abb. 2. Durch konforme Abbildung aus dem Kreis abgeleitete Ellipse.

Die Stromfunktion W für die Strömung im Außengebiet der Wirbelschicht auf der Ellipse wird

$$W = i\lambda R \int_0^{2\pi} \log\left(z - \zeta - \frac{p^2}{\zeta}\right) \frac{d\zeta}{i\zeta}. \tag{14}$$

Das Integral läßt sich auswerten mit Hilfe der logarithmischen Reihenentwicklung. Nach der Zerlegung

$$\int \log\left(z - \zeta - \frac{p^2}{\zeta}\right)\frac{d\zeta}{\zeta} = \int \log z + \log\left(1 - \frac{\zeta + \frac{p^2}{\zeta}}{z}\right)\frac{d\zeta}{\zeta} = J_1 + J_2$$

ergibt sich für das Residuum des Integrals J_2

$$f(z) = -\frac{p^2}{z^2} - \frac{3}{2}\frac{p^4}{z^4} - \frac{4\cdot 5}{2\cdot 3}\frac{p^6}{z^6} - \frac{5\cdot 6\cdot 7}{2\cdot 3\cdot 4}\frac{p^8}{z^8} - \ldots$$

und wir finden dann

$$W = 2i\pi\lambda R \log z + 2i\pi\lambda R f(z) = 2i\pi\lambda R\left(\log z + f(z)\right).$$

Aus der Reihenentwicklung

$$\left.\begin{aligned} \log \frac{1 - \sqrt{1 - 4x}}{2x} &= x + \frac{3}{2}x^2 \\ &+ \frac{4\cdot 5}{2\cdot 3}x^3 + \frac{5\cdot 6\cdot 7}{2\cdot 3\cdot 4}x^4 + \ldots \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

ergibt sich aber

$$f(z) = \log \frac{2p^2}{z(z - \sqrt{z^2 - 4p^2})}$$

und daraus nach bekannter Umformung für W bis auf eine additive Konstante

$$\left.\begin{aligned} W &= 2i\pi\lambda R \log\left(z + \sqrt{z^2 - 4p^2}\right) \\ &= 2i\pi\lambda R\, \mathfrak{ArCof}\, \frac{z}{2p}\,. \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

Für die Strömungsgeschwindigkeit im Punkte z außerhalb der Ellipse erhält man

$$u - iv = \frac{dW}{dz} = 2i\pi\lambda R \frac{1}{\sqrt{z^2 - 4p^2}}\,. \tag{17}$$

Daraus sieht man aber, daß der Geschwindigkeitsvektor senkrecht steht auf der Halbierungslinie des Winkels zwischen den Radienvektoren des Aufpunktes nach den Brennpunkten der Ellipse und umgekehrt proportional dem geometrischen Mittel dieser Abstände ist. Die Stromlinien sind also, wie vorauszusehen war, konfokale Ellipsen, der Potentiallinien die entsprechende Schar konfokaler Hyperbeln.

5. Legt man die allgemeine Transformation

$$z = \zeta + \frac{p^2}{\zeta + \zeta_0} \tag{18}$$

zugrunde, so erhält man statt der Ellipse allgemeinere Formen von geschlossenen Kurven. Wenn $-\zeta_0$ im Kreise und $-\zeta_0 - p$ auf dem Kreise liegt, so erhalten wir ein Joukowkysches Profil, dessen Spitze in den Punkt $-\zeta_0 - 2p$ und dessen vorderer Krümmungsmittelpunkt in die Nähe des Punktes $-\zeta_0 + 2p$ fällt.[4]) Durch konforme Übertragung der Wirbelbelegung des Kreises auf das Profil erhält man folgenden Wert der Dichte λ' als Funktion des Grundkreispunktes ζ

$$\left.\begin{aligned} \lambda_1 = \lambda \left|\frac{d\zeta}{dz}\right| &= \lambda \left|\frac{\zeta + \zeta_0}{\zeta + \zeta_0 - \frac{p^2}{\zeta + \zeta_0}}\right| \\ &= \lambda \frac{\overline{O'P}}{\overline{PP_1}}, \end{aligned}\right\} \tag{19}$$

wo $O'P$ den Abstand des Kreispunktes vom Punkt $-\zeta_0$ und $\overline{PP_1}$ den Abstand des Punktes P

[4]) Vgl. Wilh. Müller, Zeitschrift für angewandte Math. u. Mechanik 4 (1924), Heft 3, 219.



von dem entsprechenden Punkt P_1 des Kreises K', der aus K durch reziproke Transformation $\zeta' + \zeta_0 = \frac{p^2}{\zeta + \zeta_0}$ hervorgeht, bedeutet (Abb. 3). Der Verlauf der Dichte λ_1 längs des Profils ist in der Kurve $(\lambda w)_I$ der Abbildung 6 zur Darstellung gebracht. Man sieht, daß λ_1 im vorderen Ende des Profils ein relatives Maximum und in der Spitze ein absolutes Maximum $\lambda_1 = \infty$ besitzt. Zwischen diesen beiden Stellen liegen auf beiden Seiten des Profils Minimalstellen der Dichte. Der Schwerpunkt der gesamten Belegung fällt mit dem Mittelpunkt des Profils, d. h. dem Mittelpunkt M des Grundkreises K zusammen.[5])

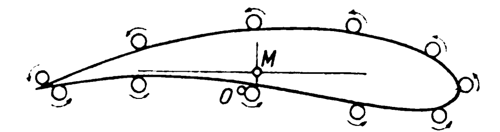


Abb. 3. Wirbelschicht auf dem Profilrand.

Es soll nun in direkter Weise gezeigt werden, daß die Zirkulationsströmung um das Profil als verursacht angesehen werden kann durch diese kontinuierliche konforme Wirbelbelegung auf der Berandung. Wir haben zu dem Zweck das Integral

$$\left.\begin{aligned} W_1 &= \lambda R \oint \log\left(z - \frac{\zeta + \frac{p^2}{\zeta + \zeta_0}}{z}\right)\frac{d\zeta}{\zeta} \\ &= \lambda R \oint \log\left[z + \zeta_0 - \left(\zeta + \zeta_0 + \frac{p^2}{\zeta + \zeta_0}\right)\right]\frac{d\zeta}{\zeta} \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

auszuwerten. Man erhält ähnlich wie im vorigen Falle

$$W_1 = 2 i \pi \lambda R \log (z + \zeta_0) + \lambda R \oint \log\left(1 - \frac{\zeta + \zeta_0 + \frac{p^2}{\zeta + \zeta_0}}{z + \zeta_0}\right)\frac{d\zeta}{\zeta}.$$

In der Entwicklung des Logarithmus im zweiten Gliede unter dem Integralzeichen kommt es auf die von ζ freien Glieder an. Sie bestehen zunächst aus einer Reihe, die aus der oben aufgestellten Reihe hervorgeht, wenn man z durch $z + \zeta_0$ ersetzt.

Der erste Teil des Integrals ist also

$$2 i \pi \lambda R \log \frac{z + \zeta_0 + \sqrt{(z + \zeta_0)^2 - 4p^2}}{2(z + \zeta_0)}.$$

Außerdem ist aber noch folgende Gliederfolge zu berücksichtigen:

$$- 2 i \pi \lambda R \left\{ \frac{\zeta_0}{z + \zeta_0} + \frac{\zeta_0^2}{2(z + \zeta_0)^2} + \frac{\zeta_0^3 + 3\zeta_0 p^2}{3(z + \zeta_0)^3} + \frac{\zeta_0^4 + 4\zeta_0^2 p^2}{4(z + \zeta_0)^4} + \ldots \right\}$$

Der Klammerausdruck ist identisch mit

$$\log\left(1 - \frac{2\zeta_0 (z + \zeta_0 - \sqrt{(z + \zeta_0)^2 - 4p^2})}{4p^2}\right),$$

wie man feststellt, auf Grund der Reihenentwicklung

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{1 - \sqrt{1 - 4x^2}}{2x^2}\right)^n &= 1 + nx^2 + \frac{n(n+3)}{1 \cdot 2} x^4 \\ &+ \frac{n(n+4)(n+5)}{1 \cdot 2 \cdot 3} x^6 + \ldots \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

Im ganzen haben wir damit, von Konstanten abgehehen, folgenden Ausdruck für W_1 gefunden

$$\left.\begin{aligned} W_1 &= - 2 i \pi \lambda R \\ &\cdot \log\left(z + \zeta_0 + \sqrt{(z + \zeta_0)^2 - 4p^2}\right) \\ &\cdot \left(1 - \frac{2\zeta_0}{z + \zeta_0 + \sqrt{(z + \zeta_0)^2 - 4p^2}}\right) \\ &= 2 i \pi \lambda R \\ &\cdot \log\left(z - \zeta_0 + \sqrt{(z + \zeta_0)^2 - 4p^2}\right). \end{aligned}\right\} \quad (22)$$

Der Ausdruck geht aber auch direkt aus der Transformation der Funktion $2 i \pi \lambda R \log \zeta$ des Mittelpunktswirbels in der Kreisebene hervor.

Setzt man noch

$$\mathfrak{Cof}\, u = \frac{z + \zeta_0}{2p}, \quad \mathfrak{Sin}\, u = \frac{\sqrt{(z + \zeta_0)^2 - 4p^2}}{2p},$$

so formt sich der Ausdruck für W_1 um in

$$W_1 = 2 i \pi \lambda R \left\{ u + \log\left(1 - \frac{\zeta_0}{p e^u}\right)\right\}. \quad (23)$$

Die Geschwindigkeit im Punkt z bzw. u wird

$$\left.\begin{aligned} w_1 &= \frac{dW}{du}\frac{du}{dz} \\ &= 2 i \pi \lambda R \frac{p e^u}{p e^u - \zeta_0} \cdot \frac{1}{2p\, \mathfrak{Sin}\, u}. \end{aligned}\right\} \quad (24)$$

Entwickelt man diesen Ausdruck nach negativen Potenzen, so ergibt sich ohne weiteres, daß auch der sogenannte Schwerpunkt der Zirkulation, der nach Grammel[6]) durch den Ausdruck

$$z_0 = \int \frac{w_1 z\, dz}{\int w_1\, dz}$$

definiert ist, mit dem Schwerpunkt der Rand-

[5]) Vgl. Wilh. Müller, Zeitschrift für angewandte Math. u. Mechanik **3** (1923), S. 117 f.; vgl. auch **4** (1924), S. 219.

[6]) R. Grammel, Die hydrodyn. Grundlagen d. Fluges. Braunschweig 1917, S. 15.

wirbel ($z = 0$) zusammenfällt. Die Wirbelschicht sucht sich im Sinne der Wirbelung in sich selbst mit einer Tangentialgeschwindigkeit zu verschieben, die halb so groß ist wie die Geschwindigkeit der Profilströmung längs des Profils. Aber infolge der wechselnden Dichte und Verschiebungsgeschwindigkeit längs der Schicht werden bald Wirbelelemente vom Rande sich ablösen und spiralartig in die Flüssigkeit übertreten, besonders an der Hinterkante eines Flügelprofils, wo eine besonders starke Häufung von Wirbeln auftritt. Dabei ist ganz abgesehen worden von der rollenden Reibung der Flüssigkeitselemente längs der Berandung, durch die allmählich die Energie der Strömung aufgezehrt wird.

6. Die wirkliche allgemeine Strömung um ein (ruhendes) Profil läßt sich bekanntlich zusammensetzen aus einer Zirkulation und einer dem Profil ausweichenden, in großer Entfernung parallelen Strömung. Der mathematische Ausdruck für die Funktion W dieser kombinierten Strömung ergibt sich sofort, wenn man den Ausdruck

$$W_2 = -q\left(e^{i\beta}\zeta_a + e^{-i\beta}\frac{R^2}{\zeta_a}\right) \qquad (25)$$

für die Parallelströmung um den Kreis benutzt, in der q die Geschwindigkeit im Unendlichen, β den Winkel zwischen Anströmrichtung und negativer ξ-Achse und ζ_a den Aufpunkt bedeutet. Man findet dann mit $\zeta_a = pe^u - \zeta_0$ für die Stromfunktion der Gesamtströmung um das Profil unter dem Anstellwinkel β

$$\left.\begin{aligned} W = {} & 2i\pi\lambda R\left[u + \log\left(1 - \frac{\zeta_0}{pe^u}\right)\right] \\ & - q\left[e^{i\beta}(pe^u - \zeta_0) + e^{-i\beta}\frac{R^2}{pe^u - \zeta_0}\right] \end{aligned}\right\} \qquad (26)$$

und daraus für die Geschwindigkeit

$$\left.\begin{aligned} w = {} & \frac{dW}{dz} = \frac{e^u}{2\,\mathfrak{Sin}\,u}\left[2i\pi\lambda R\frac{1}{pe^u - \zeta_0}\right. \\ & \left. - qe^{i\beta} + qe^{-i\beta}\frac{R^2}{(pe^u - \zeta_0)^2}\right] \end{aligned}\right\} \qquad (27)$$

oder mit $\zeta = z - \frac{p^2}{z} + \ldots$

$$w = -qe^{i\beta} + \frac{2i\pi\lambda R}{z} + \frac{q(R^2e^{-i\beta} - p^2e^{i\beta})}{z^2} + \cdots$$

Die Entstehung der Wirbelschicht, die übrigens einer direkten Beobachtung zugänglich ist, muß natürlich aus der Wechselwirkung zwischen der Anströmung und dem Profil abgeleitet werden. Man kann zunächst von der Reibung absehen und an gewisse Betrachtungen von F. Klein[7]) und M. Lagally[8]) anknüpfen, die es wahrscheinlich machen, daß die Stromlinie, die senkrecht gegen das Hindernis stößt, dort in zwei wirbelnde Teile von gleicher, dem Sinne nach entgegengesetzter Wirbelstärke zerfällt. Ist die Stromlinie Symmetrielinie zum Hindernis, so ist die Gesamtzirkulation Null. Wenn der Anstrom dagegen unter einem positiven Anstellwinkel einen unsymmetrischen gewölbten Flügel trifft, so wird bald infolge der Verschiedenheit von Geschwindigkeit und Druck auf der Ober- und Unterseite des Flügels und infolge der besonderen Verhältnisse am Hinterende eine Gesamtwirbelung im Sinne der oberen Schicht, also entgegen dem Uhrzeigersinne die Folge sein, die durch die oben eingeführte konforme Wirbelschicht ersetzbar ist.

Man geht wohl auch nicht fehl, für die Ausbildung dieser Wirbelung oder Zirkulation die durch die besondere Formgebung des Profils bedingte Reibung verantwortlich zu machen. Diesen Zusammenhang mit der Form und dem Anstellwinkel bringt übrigens auch die Kuttasche Bestimmung der Zirkulation zum Ausdruck, die sich bekanntlich auf die Annahme gründet, daß die Geschwindigkeit bei der Abströmung an der Spitze einen endlichen Wert behält, also die Geschwindigkeit der Kreisströmung in dem Bildpunkt der Spitze verschwindet. Dadurch erhält man für die mittlere Dichte λ den Wert

$$\lambda = -\frac{q}{\pi}\sin(\varphi + \beta). \qquad (28)$$

Wenn die Spitze, wie vorausgesetzt, links liegt, so besagt das Vorzeichen, daß die Zirkulation eine dem Uhrzeigersinne entgegengesetzte Richtung hat. Man sieht, daß $\lambda = 0$ wird, wenn der Wölbungswinkel verschwindet und um so größer ausfällt, je stärker die Wölbung des Flügels wird.

Aus der Reihenentwicklung für w ergibt sich für den Schwerpunkt der Zirkulation, der zugleich als Angriffspunkt des Auftriebs angesehen werden kann

$$z_0 = \frac{i(R^2e^{-i\beta} - p^2e^{i\beta})}{2R\sin(\varphi + \beta)}. \qquad (29)$$

Bei veränderlichem β beschreibt z_0, wie ich in der zitierten Arbeit für allgemeine Profile näher ausgeführt habe, die sogenannte dritten Achse des Profils, eine nur von der Form abhängige Linie, deren Lage für die gesamte Zirkulationswirkung charakteristisch ist. Im Falle $\beta = -\varphi$ heben sich die beiden entgegengesetzten Wirbelungen wieder auf, der Schwerpunkt der Zirkulation liegt in dem unendlich fernen Punkt der dritten Achse, die damit eine anschauliche Bedeutung erhält. Allgemein fällt z_0 in den vorderen Abschnitt des

[7]) F. Klein, Über die Bildung von Wirbeln in reibungslosen Flüssigkeiten. Zeitschr. für Math. u. Phys. **58** (1910), S. 259—262.

[8]) M. Lagally, a. a. O., S. 89.

Profils, um so weiter nach vorne und unten, je größer β wird.

7. Wenn, wie in der Wirklichkeit der Flügel sich gegen die Luft bewegt, so ist durch die gegebenen Formeln das Strömungsbild[9]) relativ zum Flügel dargestellt. Um das in vieler Hinsicht lehrreichere absolute Strömungsfeld[9]) zu erhalten, muß man dem zunächst betrachteten System (dem ruhenden Flügel in der bewegten Flüssigkeit) eine der Anströmgeschwindigkeit $-q\,e^{i\beta}$ entgegengesetzte Translation erteilt denken. Unterscheidet man die relativen un absoluten Größen durch die Indices r und a, so ist

$$W_a = W_r + q\,e^{i\beta}(2p\,\mathfrak{Cof}\,u - \zeta_0) \qquad (30)$$

$$\left.\begin{aligned} w_a &= w_r + q\,e^{i\beta} \\ &= \frac{2\pi\lambda R}{z} + \frac{q(R^2 e^{-i\beta} - p^2 e^{i\beta})}{z^2} + \ldots \end{aligned}\right\} \qquad (31)$$

Die Abb. 4 und 5 zeigen sowohl die Stromlinien ohne die Kuttasche Zirkulation ($\lambda_1 = 0$), als auch das kombinierte absolute Strömungsfeld.

Um das Wirbelbild der Berandung analytisch zu verfolgen, muß man zunächst versuchen, die absolute Strömung um den Kreis

$$W = -q\,e^{-i\beta}\frac{R^2}{\zeta_a} \qquad (32)$$

auf ein Quellwirbelsystem auf dem Rande zurückzuführen. Man hat dann also zu setzen

$$-q\,e^{-i\beta}\frac{R^2}{\zeta_a} = R\oint_K \lambda(\zeta)\log(\zeta_a - \zeta)\,\frac{d\zeta}{\zeta},$$

wo λ die von ζ abhängige Dichte der Belegung bedeutet. Setzt man

$$\lambda(\zeta) = \frac{c_1}{\zeta} + \frac{c_2}{\zeta} + \cdots,$$

so findet man durch Entwicklung des Logarithmus mit Anwendung des Cauchyschen Integralsatzes, daß alle c bis auf c_1 verschwinden und für c_1 die Gleichung

$$-q\,e^{-i\beta}R^2 = -2i\pi R c_1,$$

$$c_1 = \frac{Rq\,e^{-i\beta}}{2i\pi} = -\frac{Rq}{2\pi}e^{i\left(\frac{\pi}{2}-\beta\right)},$$

$$\lambda(\zeta) = -\frac{Rq}{2\pi\zeta}e^{i\left(\frac{\pi}{2}-\beta\right)}$$

und mit $\zeta = R\,e^{i\psi}$

$$\left.\begin{aligned} \lambda(\zeta) &= -\frac{q}{2\pi}e^{i\left(\frac{\pi}{2}-\psi-\beta\right)} \\ &= -\frac{q}{2\pi}[\sin(\psi+\beta) + i\cos(\psi+\beta)]. \end{aligned}\right\} \qquad (33)$$

Man sieht daher, daß die Strömung als hervorgerufen gedacht werden kann durch eine Wirbelbelegung, die oberhalb des in der Richtung der Bewegung durch M gezogenen Durchmessers I negativ, unterhalb positiv ist und ein Quell- bzw. Senkensystem, das rechts von dem senkrecht zur Geschwindigkeitsrichtung stehenden Durchmesser II positiv, links davon negativ ist. In dem Endpunkte von II liegen reine Wirbel, an den Endpunkten von I eine reine Quelle bzw. Senke.

Um die Übertragung auf die Profilberandung zu vollziehen, muß man zunächst bedenken, daß das absolute, zirkulationsfreie Stromlinienfeld der Profilströmung nicht durch die konforme Abbildung (18) aus dem entsprechenden Feld der Kreisströmung hervorgeht. Vielmehr haben wir zu W^r noch den Ausdruck $q\,e^{i\beta}(z-\zeta)$ hinzuzufügen, wo z der Profilebene angehört. Im ganzen wird

$$\left.\begin{aligned} W_{a_2} &= -q\,e^{-i\beta}\frac{R^2}{\zeta} + q\,e^{i\beta}(z-\zeta), \\ &= -q\,e^{-i\beta}\frac{R^2}{\zeta} + q\,e^{i\beta}\frac{p^2}{\zeta+\zeta_0}, \end{aligned}\right\} \qquad (34)$$

wo die Koordinate ζ als Funktion von z zu denken ist.

Die Strömung ergibt sich also als Überlagerung zweier Teilströmungen W_2 und W_2'. Man beweist wieder mit Hilfe der Formeln (15) und (21), daß W_2 identisch ist mit der Strömung, die durch konforme Abbildung der oben betrachteten Kreisbelegung auf dem Profilrand hervorgerufen wird, d. h. daß das Integral

$$-\frac{R^2 q}{2\pi}\int \lg\left[z + \zeta_0 - \left(\zeta + \zeta_0 + \frac{p^2}{\zeta+\zeta_0}\right)\right]\frac{d\zeta}{\zeta^2}$$

auf den Ausdruck

$$-R^2 q\,\frac{2}{z - \zeta_0 + \sqrt{(z+\zeta_0)^2 - 4p^2}}$$

$$= \frac{2}{z + \zeta_0 + \sqrt{(z+\zeta_0)^2 - 4p^2}} \cdot \left(\frac{1}{1 - \dfrac{2\zeta_0}{z + \zeta_0 + \sqrt{(z+\zeta_0)^2 - 4p^2}}}\right)$$

zurückführbar ist.

W_2' entspricht einer zusätzlichen Belegung, die zunächst auf dem Bildkreis zu betrachten ist. Setzt man wieder

$$\lambda_2' = \frac{d_1}{\zeta} + \frac{d_2}{\zeta^2} + \cdots,$$

[9]) Die Stromlinien sind in diesem Falle nicht mit den wirklichen Bahnen der Flüssigkeitsteilchen zu verwechseln; sie setzen sich vielmehr als Integralkurven aus den Bahndifferentialen von unendlich vielen Teilchen zusammen.

so muß folgende Identität bestehen:

$$R\int_K \lambda_2'(\zeta)\left[-\frac{\zeta}{\zeta_a}-\frac{1}{2}\left(\frac{\zeta}{\zeta_a}\right)^2-\ldots\right]\frac{d\zeta}{\zeta} = q\,e^{i\beta}\frac{p^2}{\zeta+\zeta_0}.$$

Durch Koeffizientenvergleich und Anwendung des Cauchyschen Satzes ergibt sich dann

$$\left.\begin{aligned} d_1 &= -\frac{q\,e^{i\beta}p^2}{2\,i\,\pi R},\quad d_2 = \frac{2\,q\,e^{i\beta}p^2}{2\,i\,\pi R},\quad \ldots \\ \lambda_2(\zeta) &= \frac{i\,q\,e^{i\beta}p^2}{2\,\pi R}\,\frac{\zeta}{(\zeta+\zeta)^2} \\ &= \frac{q\,p^2}{2\,\pi\,r^2}\,e^{i\left(\psi+\beta+\frac{\pi}{2}-2\psi'\right)}, \end{aligned}\right\}\quad (35)$$

wenn

$$\zeta+\zeta_0 = r\,e^{i\psi'}$$

gesetzt wird. Wenn man auch diese Belegung λ_2 auf das Profil überträgt und die zirkulatorische Wirbelschicht hinzufügt, so ergibt sich als Gesamtdichte für die Quellwirbelbelegung

$$\left.\begin{aligned} \lambda_q + i\,\lambda_w = \frac{q}{\pi}\Big[&-i\sin(\varphi+\beta) \\ &+\frac{1}{2}\frac{e^{-i\beta}R}{\zeta}-\frac{1}{2}\frac{p^2}{R}\frac{e^{i\beta}\zeta}{(\zeta+\zeta_0)^2}\Big]\cdot\left|\frac{d\zeta}{dz}\right| \end{aligned}\right\}\quad (36)$$

und daraus, wenn $\left|\frac{d\zeta}{dz}\right| = \mu$ gesetzt wird,

$$\left.\begin{aligned} \lambda_w = -\frac{q\,\mu}{\pi}\Big[&\sin(\varphi+\beta)+\tfrac{1}{2}\sin(\psi+\beta) \\ &-\frac{1}{2}\frac{p^2}{r^2}\sin\left(2\,\psi'-(\psi+\beta)\right)\Big], \end{aligned}\right\}\quad (36\text{a})$$

$$\left.\begin{aligned} \lambda_q = \frac{q\,\mu}{2\,\pi}\Big[&\cos(\psi+\beta) \\ &-\frac{p^2}{r^2}\cos\left(2\,\psi'-(\psi+\beta)\right)\Big]. \end{aligned}\right\}\quad (36\text{b})$$

Der Ausdruck (36) hat für die Profilspitze $\psi=\pi+\varphi_1$, $\zeta+\zeta_0=-p$, $\zeta_0=-p+R\,e^{i\varphi}$ eine unbestimmte Form. Durch Auswertung ergibt sich, daß λ_q und λ_w an dieser Stelle beim Übergang von der oberen auf die untere Seite sich sprunghaft ändern.

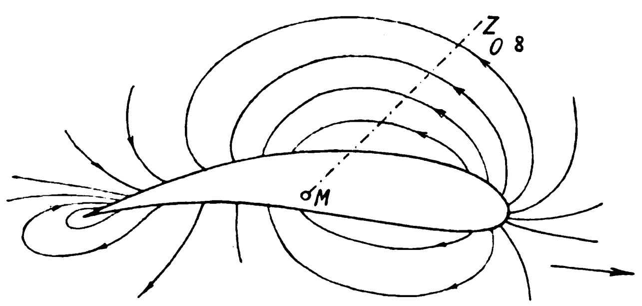


Abb. 4. Absolute zirkulationsfreie Strömung um ein bewegtes Profil.

Wir haben in der Abbildung 6 neben der zirkulatorischen Belegung $(\lambda_w)_I$ die übrige Belegung $(\lambda_q, \lambda_w)_{II}$, sowie die resultierende Belegung $(\lambda_I + \lambda_{II})$ graphisch in Abhängigkeit von der Bogenlänge der Berandung dargestellt. Die benutzten Punkte tragen dieselben Bezeichnungen wie die dazugehörigen Punkte des Joukowskischen Profils.

Das zunächst ohne die Kuttasche Zirkulation ($\lambda = 0$) gezeichnete Bild der absoluten Strömung (Abb. 4), das im Anfang zur Ausbildung kommt, zeigt in der Tat das Vorhandensein zweier durch den vorderen Staupunkt getrennter, entgegengesetzter Umkreisungen auf der Ober- und Unterseite

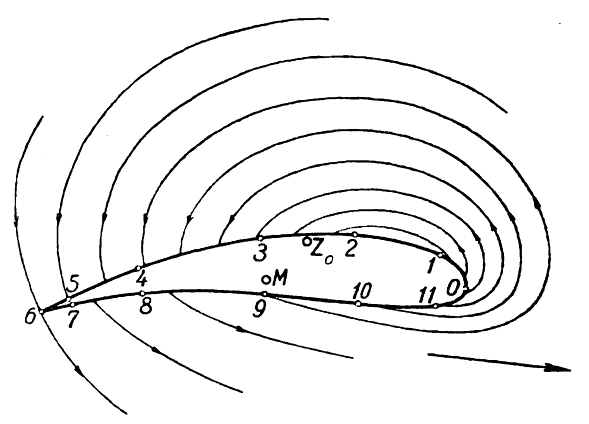


Abb. 5. Absolute zyklische Strömung um ein bewegtes Profil.

des Flügels, die als hervorgerufen gedacht werden können durch eine gewisse Verteilung von Randwirbeln mit der Gesamtstärke Null. Die λ_w-Werte [Kurve $(\lambda_w)_{II}$] sind im vorderen Teil der Oberseite negativ und haben zwischen den Punkten 1 und 2 ein Minimum, im vorderen Teil der Unterseite positiv mit einem entsprechenden Maximum. In der Flügelspitze, wo die Geschwindigkeit in diesem Falle unendlich wird, liegt eine Häufungsstelle der Wirbelschicht; die Stromlinien von der Unterseite umkreisen diese Stelle und münden in der Gegend des etwas oberhalb der Spitze gelegenen hinteren Staupunktes. Die λ_w-Kurve hat, wie man sieht, für den Punkt 6 eine Asymptote. Der Schwerpunkt der Zirkulation liegt im Unendlichen in der Richtung des von M nach z_0 gezogenen Strahles. Man kann sich nun vorstellen, daß der hintere positive Wirbel sich vom Flügel ablöst und dadurch die negative Wirbelung begünstigt wird. Bei der kombinierten Belegung $(\lambda_w)_I + (\lambda_w)_{II}$ sehen wir, daß die Summe der beiden entgegengesetzt unendlichen Wirbel- und Quelldichten am Hinterende einen endlichen Wert ergibt; die Stromlinien

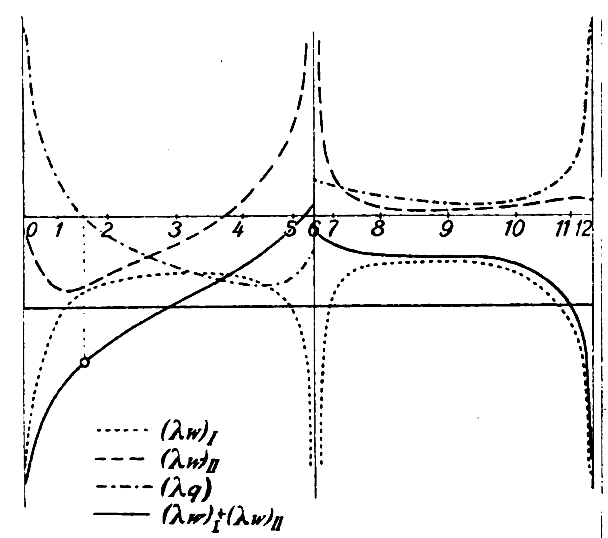


Abb. 6. Diagramm der Wirbel- und Quellbelegung auf dem Profilrand.

zeigen an dieser Stelle kein singuläres Verhalten mehr (Abb. 5). Der wirkliche Verlauf der absoluten Stromlinien, der nach einer von Prof. Ahlborn hergestellten Photographie [10]) schematisch gezeichnet ist (Abb. 7), stimmt im oberen und vorderen unteren Gebiete des Flügels, namentlich auch im Hervortreten der negativen Zirkulation in diesem Bild gut überein. Man sieht ferner in der Nähe des theoretischen Schwerpunktes der Zirkulation am oberen Rande des Flügels eine stärkere Ausbildung von Wirbeln, unterhalb des Flügels ein wirbelschwaches Gebiet. Die Wirbelzone entspricht etwa der Stelle maximaler reiner Wirbelbelegung mit $\lambda_q = 0$, welche die Quellbelegung von der Senkenbelegung auf der Oberseite voneinander trennt. Es ist weiter verständlich, daß dem theoretischen Maximum von λ_w an der Stirnseite des Flügels kein praktisch nachweisbarer Wirbel mehr entsprechen kann, da hier gleichzeitig λ_q einen größten positiven Wert hat.

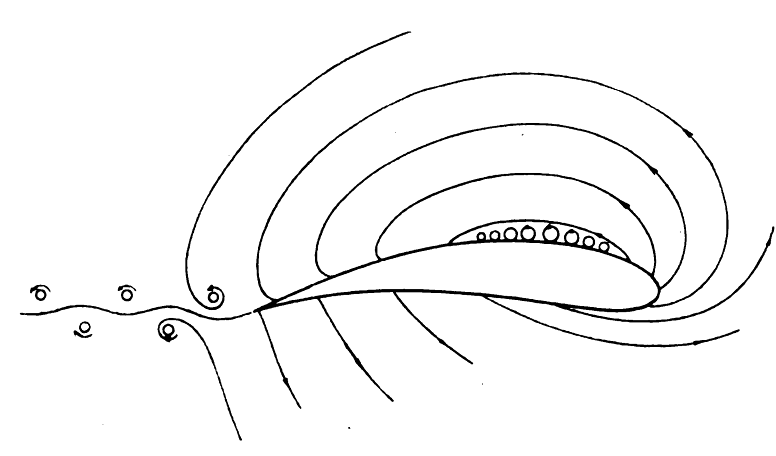


Abb. 7. Absolute Stromlinien um ein Profil nach Ahlborn.

Die hinterwärts auf beiden Seiten der Längsachse liegenden Stromlinien laufen nicht mehr zusammen wie im theoretischen Fall, sondern setzen sich spiralförmig in die Kielwasserzone fort, die Elemente der doppelten Wirbelreihe bildend, die hinter dem bewegten Flügel zurückbleibt. Diese Ablösung erfolgt übrigens auch im symmetrischen Fall ($\varphi = \beta = 0$), also unabhängig von der Zirkulation, was als eine Bestätigung der anfänglichen Annahme einer Zerlegung der vorderen mittleren Stromlinie in zwei entgegengesetzt wirbelnde Schichten angesehen werden kann; sie verläuft ferner in rhythmischem Wechsel, bald von der oberen, bald von der unteren Flügelseite, weil etwa bei der Lösung eines Wirbelelementes der unteren Schicht das stationäre Gleichgewicht gestört und daher eine Verstärkung der oberen Wirbelung die Folge ist, wodurch die Ablösung auf den oberen Rand übergeht usw. Die doppelte Straße, die mit einer von der Wirbelstärke abhängigen Geschwindigkeit fortschreitet, hat eine Tendenz zu der von Karman [11]) und Rubach [12]) studierten stabilen Form, für die der Abstand der Reihe zum Wirbelabstand jeder Reihe ein festes Verhältnis ($\sim 0{,}3$) besitzt. Es wäre für die Berechnung des Flügelwiderstandes wertvoll, über die Abhängigkeit der Stärke und der absoluten Masse der Anordnung dieser Wirbel von den Dimensionen des Profils und dem Anstellwinkel näheres zu wissen.

Zusammenfassung.

Einige nochmals abgeleitete Sätze aus der Theorie der Wirbelschichten werden verwendet, um die Quellwirbelbelegung auf dem Rande eines

[10]) In der Flüssigkeit des Ahlbornschen Versuchskanals wurden Bärlappsporen verteilt. Ein mit dem bewegten Flügelmodell verbundener Photoapparat liefert bei Momentanbelichtung das Bild der relativen, ein fester Photoapparat das Bild der absoluten Stromlinien.

Ich verdanke den Hinweis auf einige der vielen unveröffentlichten Versuchsresultate neben Herrn Prof. Ahlborn selbst, seinem früheren Assistenten, Herrn W. Lohmann. Auch an dieser Stelle mag die Bedeutung der mit außerordentlicher Gewissenhaftigkeit hergestellten Strömungsbilder vorgänge hervorgehoben werden, die die theoretische Betrachtung in wirkungsvoller Weise befruchten und ergänzen können.

[11]) v. Karman, Über den Mechanismus des Widerstandes, den ein bewegter Körper in der Flüssigkeit erfährt. Nachrichten der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen 1911, 509 f.

[12]) v. Karman u. Rubach, Über den Mechanismus des Flüssigkeits- und Luftwiderstandes. Physik. Zeitschr. 1912, 49.



Joukowskyschen Flügelprofils zu ermitteln, die dem absoluten zyklischen Strömungsfeld entspricht. Der Vergleich mit dem Versuch gibt Anlaß zu einigen Betrachtungen über den Mechanismus der Wirbel- und Zirkulationsbildung beim bewegten Flügel.

(Eingegangen am 8. August 1924.)

Die Spannungsgleichungen von mehrstoffigen Flüssigkeits-Dampfgemischen und ihre Anwendung auf Luft.

Von V. Fischer.

Inhalt: 1. Die thermodynamischen Potentiale für ein Gemisch aus zwei Bestandteilen. — 2. Die Dampfspannungsgleichungen für ein Gemisch aus zwei Bestandteilen. — 3. Die Berechnung der Konzentrationen eines Flüssigkeits-Dampfgemisches aus zwei Bestandteilen. — 4. Zeichnerische Darstellung der Konzentrationen. — 5. Ein Gemisch aus beliebig vielen Bestandteilen.

1. Die thermodynamischen Potentiale für ein Gemisch aus zwei Bestandteilen.

Bei Rektifizier- und Destillierapparaten, die der Trennung eines Gemisches in seine Bestandteile dienen, ist es wichtig, die Zusammensetzung des Dampfes zu kennen, der sich über einer Flüssigkeit von bestimmter Zusammensetzung bildet. Für verschiedene Mischungen liegen Versuchswerte vor, die bei atmosphärischer Spannung gelten. Im nachfolgenden soll gezeigt werden, wie die Zusammensetzung im Gleichgewicht befindlicher Mischungen für beliebige Dampfspannungen durch Rechnung dadurch ermittelt werden kann, daß man die Dampfspannungsgleichungen der Mischung aufstellt.

Wir wählen als Beispiel das Gemisch von flüssigem Sauerstoff und Stickstoff und ihrer Dämpfe, welcher Fall wichtig ist für den Bau der Luftverflüssigungs- und Trennungsapparate zur Gewinnung von Sauerstoff aus der Luft. Es bestehen bereits Versuchszahlen von Baly[1]), und wir werden zeigen, daß die sich aus der Rechnung ergebenden Werte in guter Übereinstimmung mit diesen sind.

Zur Ableitung der Dampfspannungsgleichungen bedienen wir uns des von Gibbs eingeführten Begriffes der thermodynamischen Potentiale und der charakteristischen Funktion

$$\varphi = J - S\,T. \tag{1}$$

Dabei bedeuten T die absolute Temperatur, sowie J den Wärmeinhalt und S die Entropie eines Gemisches von n Bestandteilen, wobei wir den dampfförmigen Zustand bei den beiden letzteren Bezeichnungen durch den Index g hervorheben. Die auf die Masseneinheit bezogenen Größen schreiben wir mit entsprechenden kleinen Buchstaben und versehen sie mit einem Index, der den Bestandteil erkennen läßt, dem sie zugehören.

Wir wollen zunächst den Ausdruck φ_g eines dampfförmigen Gemisches unter der Voraussetzung eines so geringen Druckes berechnen, daß sich die Gesetze für vollkommene Gase anwenden lassen. Es ist dann, wenn wir die Masse des gasförmigen Sauerstoffes und Stickstoffes mit ω bzw. ν bezeichnen,

$$J_g = \omega\, i_\omega + \nu\, i_\nu \tag{2}$$

und

$$i_\omega = c_{p\omega}\, T + k_\omega\,, \tag{3}$$

$$i_\nu = c_{p\nu}\, T + k_\nu\,, \tag{4}$$

wobei $c_{p\omega}$ und $c_{p\nu}$ die spezifischen Wärmen bei gleichbleibendem Druck des gasförmigen Sauerstoffes bzw. Stickstoffes und k_ω und k_ν Integrationskonstanten bedeuten. Mithin wird

$$J_g = (\omega\, c_{p\omega} + \nu\, c_{p\nu})\, T + \omega\, k_\omega + \nu\, k_\nu\,. \tag{5}$$

Ferner ist

$$s_\omega = c_{p\omega} \ln T - A R_\omega \ln p + k_\omega'\,, \tag{6}$$

$$s_\nu = c_{p\nu} \ln T - A R_\nu \ln p + k_\nu'\,, \tag{7}$$

wobei k_ω' und k_ν' wieder Integrationskonstanten bedeuten. p ist der spezifische Druck, R_ω und R_ν sind die Gaskonstanten des Sauerstoffes bzw. Stickstoffes, A ist das mechanische Wärmeäquivalent.

Die Entropie der Mischung ist aber jetzt nicht gleich der Summe der Entropien der Bestandteile, sondern es gilt:

$$\left.\begin{aligned} S_g = \omega\, s_\omega + \nu\, s_\nu - A R_\omega\, \omega \ln z_\omega \\ - A R_\nu\, \nu \ln z_\nu\,, \end{aligned}\right\} \tag{8}$$
[2])

wobei die Größen z_ω und z_ν als Konzentrationen bezeichnet werden und definiert sind durch

$$z_\omega = \frac{\frac{\omega}{m_\omega}}{\frac{\omega}{m_\omega} + \frac{\nu}{m_\nu}} = \frac{\frac{\omega}{32}}{\frac{\omega}{32} + \frac{\nu}{28}} = \frac{7\,\omega}{7\,\omega + 8\,\nu} \tag{9}$$

und

$$z_\nu = \frac{\frac{\nu}{m_\nu}}{\frac{\omega}{m_\omega} + \frac{\nu}{m_\nu}} = \frac{\frac{\nu}{28}}{\frac{\omega}{32} + \frac{\nu}{28}} = \frac{8\,\nu}{7\,\omega + 8\,\nu}\,, \tag{10}$$

unter m_ω und m_ν die Molekulargewichte des Sauerstoffes bzw. des Stickstoffes verstanden.

Aus (9) und (10) folgt

$$z_\omega + z_\nu = 1\,. \tag{11}$$

Mit Berücksichtigung von (6), (7), (9) und (10) folgt aus Gl. (8)

---

[1]) E. C. C. Baly, On the Distillation of Liquid Air, and the Composition of the Gaseous and Liquid Phases. Philosophical Magazine **49** (1900), 517.

[2]) Einen Beweis dieses Satzes siehe z. B. bei M. Planck, Thermodynamik, 5. A., 219.

$$\left.\begin{aligned} S_g = (\omega c_{p\omega} + \nu c_{p\nu}) \ln T - (AR_\omega \omega + AR_\nu \nu) \\ \cdot \ln p - AR_\omega \omega \ln \frac{7\omega}{7\omega + 8\nu} \\ - AR_\nu \nu \ln \frac{8\nu}{7\omega + 8\nu} + \omega k_\omega' + \nu k_\nu'. \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

Führen wir (5) und (12) in Gl. (1) ein, so erhalten wir für das Dampfgemisch:

$$\left.\begin{aligned} \varphi_g = (\omega c_{p\omega} + \nu c_{p\nu}) T (1 - \ln T) \\ + A(\omega R_\omega + \nu R_\nu) T \ln p \\ + A \omega R_\omega T \ln \frac{7\omega}{7\omega + 8\nu} \\ + A \nu R_\nu T \ln \frac{8\nu}{7\omega + 8\nu} \\ - (\omega k_\omega' + \nu k_\nu') T + \omega k_\omega + \nu k_\nu. \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Es ist damit φ_g ausgedrückt als eine Funktion der vier unabhängigen Veränderlichen T, p, ω und ν. Allgemein läßt sich daher schreiben:

$$\varphi_g = f(T, p, \omega, \nu) \quad (14)$$

und

$$\left.\begin{aligned} d\varphi_g = \left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial T}\right)_{p,\omega,\nu} dT + \left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial p}\right)_{T,\omega,\nu} dp \\ + \left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial \omega}\right)_{p,T,\nu} d\omega + \left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial \nu}\right)_{p,T,\omega} d\nu. \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

Wir setzen

$$\left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial \omega}\right)_{p,T,\nu} = \mu_\omega \quad (16)$$

und

$$\left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial \nu}\right)_{p,T,\omega} = \mu_\nu. \quad (17)$$

μ_ω und μ_ν sind nach Gibbs thermodynamische Potentiale. Um ihren Wert zu bestimmen, differenzieren wir Gl. (13).

Hierbei berücksichtigen wir, daß aus der Zustandsgleichung für vollkommene Gase, wenn wir mit V_g den Rauminhalt des Gasgemisches bezeichnen,

$$\frac{(\omega R_\omega + \nu R_\nu) T}{p} = V_g \quad (18)$$

folgt, und daß

$$8 R_\omega - 7 R_\nu = m_\omega R_\omega - m_\nu R_\nu = 0 \quad (19)$$

wird.

Wir erhalten dann für die thermodynamischen Potentiale der Dampfmischung, wenn wir wieder die Konzentrationen nach (9) und (10) einführen,

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial \omega}\right)_{T,p,\nu} = \mu_\omega = T(1 - \ln T) c_{p\omega} \\ + A R_\omega T \ln p \\ + A R_\omega T \ln z_\omega - k_\omega' T + k_\omega, \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial \nu}\right)_{T,p,\omega} = \mu_\nu = T(1 - \ln T) c_{p\nu} \\ + A R_\nu T \ln p \\ + A R_\nu T \ln z_\nu - k_\nu' T + k_\nu \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

und unter Beachtung von Gl. (12) und (18)

$$\left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial T}\right)_{p,\omega,\nu} = - S_g \quad (22)$$

und

$$\left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial p}\right)_{T,\omega,\nu} = A V_g, \quad (23)$$

so daß das Differential von φ_g lautet:

$$d\varphi_g = - S_g dT + A V_g dp + \mu_\omega d\omega + \mu_\nu d\nu. \quad (24)$$

Unter Beachtung von (3), (4), (6) und (7) können wir Gl. (20) und (21) auch schreiben:

$$\mu_\omega = i_\omega - T s_\omega + A R_\omega T \ln z_\omega, \quad (25)$$

$$\mu_\nu = i_\nu - T s_\nu + A R_\nu T \ln z_\nu. \quad (26)$$

Setzen wir

$$\omega = 0,$$

dann geht die Mischung über in reinen Stickstoffdampf und es folgt aus (10)

$$z_\nu = \frac{8\nu}{8\nu} = 1.$$

Damit geht Gl. (26) über in

$$\mu_\nu = i_\nu - T s_\nu = \varphi_\nu \quad (27)$$

und es wird das thermodynamische Potential μ_ν identisch mit der auf die Masseneinheit bezogenen charakteristischen Funktion φ_ν des Stickstoffdampfes.

Ebenso geht für

$$\nu = 0$$

die Gl. (25) über in

$$\mu_\omega = i_\omega - T s_\omega = \varphi_\omega. \quad (28)$$

Schließlich ergibt sich aus (20) und (21) mit Rücksicht auf (13)

$$\varphi_g = \omega \mu_\omega + \nu \mu_\nu. \quad (29)$$

Wir gehen nun über zur Bestimmung der charakteristischen Funktion φ_f sowie der thermodynamischen Potentiale μ_o und μ_n einer Mischung von flüssigem Sauerstoff und Stickstoff, wobei jetzt die Indices f, o und n an Stelle von g, ω und ν treten und die Masse des flüssigen Sauerstoffes und Stickstoffes mit o bzw. n bezeichnet wird.

Es ist auch hier die Annahme zulässig, daß der Wärmeinhalt der Mischung gleich ist der Summe der Wärmeinhalte der Bestandteile. Wir setzen daher

$$J_f = o\, i_o + n\, i_n. \quad (30)$$

Es ist nun, wenn wir unter v_o und v_n die spezifischen Rauminhalte des Sauerstoffes und Stickstoffes sowie unter k_o und k_n zwei Integrationskonstanten verstehen,

$$i_o = c_o T + A p v_o + k_o, \quad (31)$$

$$i_n = c_n T + A p v_n + k_n. \quad (32)$$

Mithin wird

$$J_f = (o c_o + n c_n) T + A p (o v_o + n v_n) + o k_o + n k_n. \quad (33)$$

Ferner ist mit k_o' und k_n' als Integrationskonstanten

$$s_o = c_o \ln T + k_o', \quad (34)$$

$$s_n = c_n \ln T + k_n', \quad (35)$$

und es wird wieder[3])

$$S_f = o s_o + n s_n - A R_\omega o \ln z_o - A R_\nu n \ln z_n, \quad (36)$$

wobei

$$z_o = \frac{\frac{o}{m_\omega}}{\frac{o}{m_\omega} + \frac{n}{m_\nu}} = \frac{7o}{7o + 8n}, \quad (37)$$

$$z_n = \frac{\frac{n}{m_\nu}}{\frac{o}{m_\omega} + \frac{n}{m_\nu}} = \frac{8n}{7o + 8n} \quad (38)$$

und

$$z_o + z_n = 1. \quad (39)$$

Damit folgt aus (36) unter Beachtung von (34) und (35)

$$S_f = (o c_o + n c_n) \ln T - A R_\omega o \ln \frac{7o}{7o + 8n} - A R_\nu n \ln \frac{8n}{7o + 8n} + o k_o' + n k_n'. \quad (40)$$

Führen wir (33) und (40) in Gl. (1) ein, so erhalten wir für das Flüssigkeitsgemisch

$$\begin{aligned} \varphi_f = {} & (o c_o + n c_n) T (1 - \ln T) \\ & + A p (o v_o + n v_n) \\ & + A R_\omega T o \ln \frac{7o}{7o + 8n} \\ & + A R_\nu T \ln \frac{8n}{7o + 8n} \\ & - (o k_o' + n k_n') T + o k_o + n k_n. \end{aligned} \quad (41)$$

Durch Differentiation von Gl. (41) ergibt sich für die thermodynamischen Potentiale der Flüssigkeitsmischung, wenn wir wieder die Konzentrationen nach Gl. (37) und (38) einführen und (19) beachten,

$$\left(\frac{\partial \varphi_f}{\partial o}\right)_{T,p,n} = \mu_o = T(1 - \ln T) c_o + A p v_o + A R_\omega T \ln z_o - k_o' T + k_o, \quad (42)$$

$$\left(\frac{\partial \varphi_f}{\partial n}\right)_{T,p,o} = \mu_n = T(1 - \ln T) c_n + A p v_n + A R_\nu T \ln z_n - k_n' T + k_n. \quad (43)$$

Erfahrungsgemäß und in Übereinstimmung mit Gl. (30) ist bei einer Mischung von flüssigem Sauerstoff und Stickstoff der Rauminhalt der Mischung gleich der Summe der Rauminhalte der getrennten Bestandteile. Bezeichnen wir den ersteren mit V_f, so gilt mithin

$$V_f = o v_o + n v_n, \quad (44)$$

so daß wir das Differential von φ_f auch schreiben können:

$$d\varphi_f = - S_f dT + A V_f dp + \mu_o do + \mu_n dn. \quad (45)$$

Unter Beachtung von Gl. (31), (32), (34) und (35) geht Gl. (42) und (43) über in

$$\mu_o = i_o - T s_o + A R_\omega T \ln z_o, \quad (46)$$

$$\mu_n = i_n - T s_n + A R_\nu T \ln z_n. \quad (47)$$

Für reinen flüssigen Sauerstoff wird

$$n = 0,$$

und es folgt aus (37)

$$z_o = 1.$$

Damit folgt aus Gl. (46)

$$\mu_o = i_o - T s_o = \varphi_o. \quad (48)$$

Es wird also dann das thermodynamische Potential μ_o identisch mit der auf die Masseneinheit bezogenen charakteristischen Funktion φ_o des flüssigen Sauerstoffes.

Ebenso geht für

$$n = 0$$

die Gl. (47) über in

$$\mu_n = i_n - T s_n = \varphi_n. \quad (49)$$

Ferner ergibt sich aus Gl. (42) und (43) mit Rücksicht auf (41)

$$\varphi_f = \mu_o o + \mu_n n. \quad (50)$$

2. Die Dampfspannungsgleichungen für ein Gemisch aus zwei Bestandteilen.

Gibbs hat bewiesen[4]), daß ein heterogenes Gemisch nur dann im Gleichgewicht ist, wenn neben Temperatur und Druck des Gemisches die thermodynamischen Potentiale der gleichen Bestandteile einander gleich sind.

Es muß daher für den Grenzzustand des Flüssigkeits-Dampfgemisches gelten:

$$\mu_{s\omega} = \mu_{\sigma o} \quad (51)$$

und

$$\mu_{s\nu} = \mu_{\sigma n}, \quad (52)$$

[3]) Siehe z. B. den Beweis von M. Planck, Thermodynamik, 5. A., 234.

[4]) Siehe J. W. Gibbs, Thermodynamische Studien, übersetzt von W. Ostwald (Leipzig 1892), 78.

wobei wir zur Bezeichnung des Grenzzustandes die sich auf die Dampf- und Flüssigkeitsphase beziehenden Größen mit dem Index s bzw. σ versehen, während Temperatur und Druck lediglich den Index s erhalten und wir für die spezifischen Rauminhalte des Dampfes und der Flüssigkeit s bzw. σ schreiben.

Führen wir (20), (21) und (42), (43) in die Gleichungen (51) und (52) ein, beachten wir, daß wir den spezifischen Rauminhalt der Flüssigkeit gegen denjenigen des Dampfes vernachlässigen können, sowie die Beziehungen (11) und (39), so erhalten wir aus (51) und (52) die gesuchten Dampfspannungsgleichungen eines Sauerstoff-Stickstoffgemisches:

$$\left.\begin{aligned}\ln p_s = \frac{k_o - k_\omega}{A R_\omega T_s} - \frac{c_{o\sigma} - c_{p\omega s}}{A R_\omega} \ln T_s \\ + \frac{c_{o\sigma} - c_{p\omega s}}{A R_\omega} - \frac{k_o' - k_\omega'}{A R_\omega} \\ + \ln z_{o\sigma} - \ln z_{\omega s},\end{aligned}\right\} \quad (53)$$

$$\left.\begin{aligned}\ln p_s = \frac{k_n - k_\nu}{A R_\nu T_s} - \frac{c_{n\sigma} - c_{p\nu s}}{A R_\nu} \ln T_s \\ + \frac{c_{n\sigma} - c_{p\nu s}}{A R_\nu} - \frac{k_n' - k_\nu'}{A R_\nu} \\ + \ln(1 - z_{o\sigma}) - \ln(1 - z_{\omega s}).\end{aligned}\right\} \quad (54)$$

Wir führen in die obigen Gleichungen statt des natürlichen den Briggschen Logarithmus ein und setzen für die unveränderlichen Größen A_o, B_o, C_o bzw. A_n, B_n, C_n.

Damit gehen die Gleichungen (53) und (54) über in

$$\lg p_s = \frac{A_o}{T_s} - B_o \lg T_s + C_o + \lg z_{o\sigma} - \lg z_{\omega s}, \quad (55)$$

$$\left.\begin{aligned}\lg p_s = \frac{A_n}{T_s} - B_n \lg T_s + C_n \\ + \lg(1 - z_{o\sigma}) - \lg(1 - z_{\omega s}).\end{aligned}\right\} \quad (56)$$

Für den Fall eines Flüssigkeits-Dampfgemisches von reinem Sauerstoff verschwindet (56), es wird

$$\nu = n = 0,$$

und nach (9) und (37)

$$z_{\omega s} = z_{o\sigma} = 1.$$

Gl. (55) geht damit über in

$$\lg p_s = \frac{A_o}{T_{so}} - B_o \lg T_{so} + C_o. \quad (57)$$

Dies ist die Kirchhoffsche Dampfspannungsgleichung für das Flüssigkeits-Dampfgemisch eines einzigen Stoffes.

Entsprechend ergibt sich aus Gl. (56) für ein Flüssigkeits-Dampfgemisch aus reinem Stickstoff

$$\lg p_s = \frac{A_n}{T_{sn}} - B_n \lg T_{sn} + C_n. \quad (58)$$

3. Die Berechnung der Konzentrationen eines Flüssigkeits-Dampfgemisches aus zwei Bestandteilen.

Die beiden Dampfspannungsgleichungen (55) und (56) drücken den Zusammenhang aus zwischen den vier Zustandsgrößen des Gemisches, dem Sättigungsdruck p_s, der Siedetemperatur T_s und den Konzentrationen $z_{o\sigma}$ und $z_{\omega s}$ des Flüssigkeits- und des Dampfgemisches im Grenzzustand.

Ist uns der Sättigungsdruck p_s gegeben, so kennen wir auch die zugehörige Siedetemperatur T_{so} des Flüssigkeits-Dampfgemisches von reinem Sauerstoff und diejenige T_{sn} des Flüssigkeits-Dampfgemisches von reinem Stickstoff. Für jede beliebige Siedetemperatur des Sauerstoff-Stickstoffgemisches, die zwischen diesen beiden Siedetemperaturen T_{so} und T_{sn} liegt, können wir nun die beiden zugehörigen Konzentrationen $z_{o\sigma}$ und $z_{\omega s}$ aus den beiden Dampfspannungsgleichungen (55) und (56) berechnen. Zu diesem Zwecke schreiben wir dieselben in Exponentialform. Sie lauten dann:

$$p_s = 10^{\frac{A_o}{T_s} + C_o} \cdot T_s^{-B_o} \cdot \frac{z_{o\sigma}}{z_{\omega s}}, \quad (59)$$

$$p_s = 10^{\frac{A_n}{T_s} + C_n} \cdot T_s^{-B_n} \cdot \frac{1 - z_{o\sigma}}{1 - z_{\omega s}}. \quad (60)$$

Der besseren Übersichtlichkeit halber setzen wir

$$\frac{A_o}{T_s} + C_o = x_o, \quad (61)$$

$$\frac{A_n}{T_s} + C_n = x_n, \quad (62)$$

und es ergeben sich nun nach einfacher Umformung für die Berechnung der Konzentrationen die Gleichungen:

$$z_{o\sigma} = \frac{10^{x_n} T_s^{-B_n} - p_s}{10^{x_n} T_s^{-B_n} - 10^{x_o} T_s^{-B_o}}, \quad (63)$$

$$z_{\omega s} = \frac{10^{x_o} T_s^{-B_o}}{p_s} z_{o\sigma}. \quad (64)$$

Vielfach benötigt man nicht unmittelbar die Kenntnis der Konzentrationen, sondern diejenige der Verhältniswerte

$$F = \frac{o}{n} \quad (65)$$

und

$$f = \frac{\omega}{\nu}. \quad (66)$$

Nun folgt aus (9), (10), (11) und (37), (38), (39)

$$F = \frac{m_\omega z_{o\sigma}}{m_\nu z_{n\sigma}} = \frac{8}{7} \frac{z_{o\sigma}}{1 - z_{o\sigma}} \quad (67)$$

und

$$f = \frac{m_\omega z_{\omega s}}{m_\nu z_{\nu s}} = \frac{8}{7} \frac{z_{\omega s}}{1 - z_{\omega s}}. \quad (68)$$

F und f können wir daher auch als das Verhältnis der Molekularkonzentrationen der Flüssigkeit bzw. des Dampfes bezeichnen.

An Stelle der Verhältniswerte F und f können auch die Gewichtsprozente des Sauerstoffes in der Flüssigkeit bzw. im Dampf benutzt werden. Setzen wir für diese $o\,\%$ und $\omega\,\%$, so gilt:

$$\frac{o}{o+n} = \frac{o\,\%}{100} \tag{69}$$

und

$$\frac{\omega}{\omega+\nu} = \frac{\omega\,\%}{100}. \tag{70}$$

Daraus folgt mit Bezug auf (65) und (66)

$$o\,\% = \frac{100\,F}{F+1} \tag{71}$$

und

$$\omega\,\% = \frac{100\,f}{f+1}. \tag{72}$$

Führen wir in (71) und (72) die Beziehungen (67) und (68) ein, so erhalten wir

$$o\,\% = \frac{800\,z_{oa}}{z_{oa}+7} \tag{73}$$

und

$$\omega\,\% = \frac{800\,z_{\omega s}}{z_{\omega s}+7}. \tag{74}$$

Wir können also die Gewichtsprozente an Sauerstoff in der Flüssigkeit und im Dampf auch ohne vorherige Kenntnis der Verhältniswerte F und f aus den Konzentrationen berechnen.

Bei den Luftverflüssigungs- und -trennungsapparaten werden nicht die Gewichtsprozente an Sauerstoff, sondern dessen Volumprozente gemessen. Die Analysen werden hierbei in der Weise vorgenommen, daß die zu untersuchende Dampf- oder die vorher verdampfte Flüssigkeitsprobe auf atmosphärischen Druck und Raumtemperatur gebracht wird.

Bezeichnen wir die Volumprozente an Sauerstoff der vergasten Flüssigkeit mit $v_o\,\%$, die spezifischen Gewichte des Sauerstoffes und des Stickstoffes mit γ_ω und γ_ν, den Rauminhalt von o Gewichtsteilen Sauerstoff mit V_o, ebenso denjenigen von n Gewichtsteilen Stickstoff mit V_n, so gilt

$$o = \gamma_\omega V_o, \tag{75}$$

$$n = \gamma_\nu V_n. \tag{76}$$

Mithin wird

$$z_o = \frac{\dfrac{o}{m_\omega}}{\dfrac{o}{m_\omega} + \dfrac{n}{m_\nu}} = \frac{\dfrac{V_o\gamma_\omega}{m_\omega}}{\dfrac{V_o\gamma_\omega}{m_\omega} + \dfrac{V_n\gamma_\nu}{m_\nu}}. \tag{77}$$

Führen wir die flüssige Mischung in den vollkommenen Gaszustand über, so gilt

$$\gamma_\omega R_\omega = \gamma_\nu R_\nu \tag{78}$$

und mit Rücksicht auf (19)

$$\frac{\gamma_\omega}{m_\omega} = \frac{\gamma_\nu}{m_\nu}. \tag{79}$$

Mit (79) geht Gl. (77) über in

$$z_o = \frac{V_o}{V_o + V_n}. \tag{80}$$

Andererseits ist

$$\frac{V_o}{V_o + V_n} = \frac{v_o\,\%}{100}. \tag{81}$$

Daraus folgt

$$v_o\,\% = 100\,z_o. \tag{82}$$

In gleicher Weise erhalten wir für die Dampfmischung, wenn wir die Volumprozente an Sauerstoff des in den vollkommenen Gaszustand gebrachten Dampfes mit $v_\omega\,\%$ bezeichnen,

$$v_\omega\,\% = 100\,z_\omega. \tag{83}$$

Obige Ausführungen gelten ohne weiteres auch für Mischungen aus beliebig vielen Bestandteilen.

Es ergibt sich also der für die Anwendung wichtige Satz: Bei der Bestimmung der Konzentrationen eines Flüssigkeits- oder Dampfgemisches durch Messung der Volumprozente einer vergasten Probe ist es gleichgültig, bei welchem gleichbleibenden Druck und bei welcher gleichbleibenden Temperatur diese Messung erfolgt, wenn nur die Bedingung erfüllt ist, daß die Probe den Gesetzen vollkommener Gase gehorcht.

Wir wollen nun zur zahlenmäßigen Bestimmung der Konzentrationen aus den Gleichungen (63) und (64) übergehen. Zu diesem Zwecke müssen wir zunächst die Integrationskonstanten bestimmen.

Für die Siedetemperatur des reinen Stickstoffes und Sauerstoffes bei einer Atm. (= 760 mm Hg) verwenden wir die von Baly gefundenen Werte

$$T_{so} = 99{,}96^0 \text{ abs.},$$

$$T_{sn} = 77{,}54^0 \text{ „ }.$$

Für die spezifischen Wärmen von flüssigem Sauerstoff und Stickstoff setzen wir nach Alt

$$c_{oa} = 0{,}347,$$

$$c_{na} = 0{,}43$$

und für die spezifischen Wärmen des dampfförmigen Sauerstoffes und Stickstoffes

$$c_{p\omega s} = 0{,}2285,$$

$$c_{p\nu s} = 0{,}26.$$ [5]

[5]) Hierbei wurden die bis zur Temperatur von -181°C reichenden Werte von Holborn, Scheel, Henning, Wärmetabellen der Physikal.-Techn. Reichsanstalt (Braunschweig 1919), 56, benutzt und es wurde $c_{p\nu s}$ für $-195{,}5^\circ$C extrapoliert.

Damit erhalten wir

$$B_o = 1{,}911\,,$$
$$B_n = 2{,}404\,.$$

Führen wir diese Zahlenwerte in die Dampfspannungsgleichungen (63) und (64) ein, so ergibt sich

$$340{,}463 = A_o + 90{,}96\,C_o\,, \quad (84)$$
$$352{,}187 = A_n + 77{,}54\,C_n\,. \quad (85)$$

Um nun zwei weitere Gleichungen für die vier Unbekannten A_o, C_o, A_n, C_n zu gewinnen, entnehmen wir den Balyschen Versuchswerten, welche die Volumprozente an Sauerstoff geben, zwei zusammengehörige Werte der Konzentrationen, und zwar wählen wir jene, die der Zusammensetzung flüssiger Luft und ihres Dampfes am nächsten kommen. Wir finden für

$$T_s = 79^0 \text{ abs.}$$

in den Balyschen Tabellen[6])

$$o\,{}^0/_0 = 21{,}6\,,$$
$$\omega\,{}^0/_0 = 6{,}8\,.$$

Daraus folgen nach Gl. (82) und (83) die Konzentrationen

$$z_{o\sigma} = 0{,}216\,,$$
$$z_{\omega s} = 0{,}068\,.$$

Mit diesen Werten folgt aus den Gleichungen (55) und (56)

$$246{,}796 = A_o + 79\,C_o\,, \quad (86)$$
$$366{,}323 = A_n + 79\,C_n\,. \quad (87)$$

Aus (84) bis (87) erhalten wir die gesuchten vier Unveränderlichen zu

$$A_o = -\,371{,}908\,,$$
$$C_o = 7{,}832\,,$$
$$A_n = -\,398{,}555\,,$$
$$C_n = 9{,}682\,.$$

Damit gehen die Dampfspannungsgleichungen (55) und (56) über in

$$\left.\begin{aligned}\lg p_s = -\frac{371{,}908}{T_s} - 1{,}911\lg T_s + 7{,}832\\ + \lg z_{o\sigma} - \lg z_{\omega s}\,,\end{aligned}\right\} \quad (88)$$

$$\left.\begin{aligned}\lg p_s = -\frac{398{,}555}{T_s} - 2{,}404\lg T_s + 9{,}682\\ + \lg(1-z_{o\sigma}) - \lg(1-z_{\omega s})\,.\end{aligned}\right\} \quad (89)$$

Für die Berechnung der Konzentrationen ergibt sich damit aus den Gleichungen (63) und (64), wenn wir für den zunächst zu bestimmenden Fall den Sättigungsdruck von 1 Atm. einführen:

$$z_{o\sigma} = \frac{10^{x_n}\,T_s^{-2{,}404} - 1}{10^{x_n}\,T_s^{-2{,}404} - 10^{x_o}\,T_s^{-1{,}911}}\,, \quad (90)$$

$$z_{\omega s} = 10^{x_o}\,T_s^{-1{,}911}\,z_{o\sigma} \quad (91)$$

mit

$$x_o = -\frac{371{,}908}{T_s} + 7{,}832 \quad (92)$$

und

$$x_n = -\frac{398{,}555}{T_s} + 9{,}682\,, \quad (93)$$

wobei T_s jeden beliebigen Wert zwischen der Siedetemperatur des reinen Stickstoffes und jener des reinen Sauerstoffes annehmen kann. Es gilt somit

$$77{,}54 < T_s < 90{,}96\,.$$

Z. B. sei

$$T_s = 82^0\,,$$

dann folgt aus (92) und (93)

$$x_o = -\frac{371{,}908}{82} + 7{,}832 = 3{,}297\,,$$

$$x_n = -\frac{398{,}555}{82} + 9{,}682 = 4{,}822\,,$$

sowie aus (90) und (91)

$$z_{o\sigma} = \frac{10^{4{,}822}\,82^{-2{,}404} - 1}{10^{4{,}822}\,82^{-2{,}404} - 10^{3{,}297}\,82^{-1{,}911}}$$

$$= \frac{0{,}664}{1{,}228} = 0{,}5407\,,$$

$$z_{\omega s} = 10^{3{,}297}\cdot 82^{-1{,}911}\,z_{o\sigma} = 0{,}436\cdot 0{,}5407$$
$$= 0{,}2357\,.$$

Mithin wird für eine Siedetemperatur von 82⁰ abs. nach (82) und (83)

$$v_o\,{}^0/_0 = 54{,}07\,,$$
$$v_\omega\,{}^0/_0 = 23{,}57\,.$$

Ferner wird nach (67) und (68)

$$F = \frac{8}{7}\,\frac{0{,}5407}{0{,}4593} = 1{,}345\,,$$

$$f = \frac{8}{7}\,\frac{0{,}2357}{0{,}7643} = 0{,}352\,,$$

sowie nach (71) und (72)

$$o\,{}^0/_0 = \frac{134{,}5}{2{,}345} = 57{,}36\,,$$

$$\omega\,{}^0/_0 = \frac{35{,}2}{1{,}352} = 26{,}035\,.$$

In Zahlentafel 1 sind die Werte von $v_o\,{}^0/_0$ und $v_\omega\,{}^0/_0$ für verschiedene Siedetemperaturen einer Sauerstoff-Stickstoffmischung beim Sättigungsdruck von 1 Atm. eingetragen, und zwar sowohl die aus Gl. (90) und (91) berechneten Werte als auch zum Vergleich die Versuchswerte von Baly. Wir ersehen daraus, daß die sich aus der Rech-

[6]) Siehe E. C. C. Baly, a. a. O. 520 u. 521.

nung ergebenden Dampfgehalte fast vollständig mit den Versuchswerten übereinstimmen, während die Übereinstimmung bezüglich der Flüssigkeitsgehalte weniger gut ist.

Zahlentafel 1.

T_s^0 abs.	v_o %		v_ω %	
	nach Gl. (90) und (91)	nach Baly	nach Gl. (90) und (91)	nach Baly
77,54	0,00	0,00	0,00	0,00
78	7,10	8,10	2,00	2,18
79	21,60	21,60	6,80	6,80
82	54,07	52,17	23,57	23,60
86	80,92	77,80	52,35	52,19
90	97,15	96,15	89,74	89,80
90,96	100,00	100,00	100,00	100 00

Wir wollen nun die Konzentrationen eines Flüssigkeits-Dampfgemisches von Sauerstoff und Stickstoff bei einem Sättigungsdruck von 5 Atm. berechnen. Zur Bestimmung der zugehörigen Siedetemperaturen des reinen Sauerstoffes und Stickstoffes verwenden wir die empirische Dampfspannungsgleichung von van der Waals

$$\lg p_s = \lg p_k - f\left(\frac{T_k}{T_s} - 1\right), \tag{94}$$

wobei p_k den kritischen Druck und T_k die kritische Temperatur bedeutet.

Führen wir in Gl. (94) die kritische Temperatur und den kritischen Druck des Sauerstoffes und Stickstoffes[7]) sowie zur Berechnung von f deren Siedetemperaturen beim Sättigungsdruck von 1 Atm. nach Baly ein, so erhalten wir für Sauerstoff

$$p_s = 49{,}731 - 2{,}384\left(\frac{154{,}27}{T_{so}} - 1\right) \tag{95}$$

und für Stickstoff

$$p_s = 33{,}46 \quad - 2{,}424\left(\frac{125{,}96}{T_{sn}} - 1\right). \tag{96}$$

Dies ergibt bei einem Sättigungsdruck von

$$p_s = 5 \text{ Atm.}$$

für Sauerstoff eine Siedetemperatur von

$$T_{so} = 108{,}76^0 \text{ abs.}$$

und für Stickstoff eine Siedetemperatur von

$$T_{sn} = 93{,}84^0 \text{ abs.},$$

in guter Übereinstimmung mit den Werten, die sich aus den Dampfspannungskurven für Sauerstoff und Stickstoff ergeben, welche von Linde für Sättigungsdrucke bis zu 5 Atm. ermittelt wurden.[8])

Führen wir die obigen Werte von T_{so} und T_{sn} in die Kirchhoffsche Dampfspannungsgleichung (57) bzw. (58) ein, so ergibt sich zwar für Stickstoff eine ziemlich gute Übereinstimmung, jedoch versagt die Gleichung für Sauerstoff.

Um nun die Gleichungen (63) und (64) bei einem Sättigungsdruck von 5 Atm. verwenden zu können, bedienen wir uns eines Näherungsverfahrens, indem wir die Unveränderlichen C_o und C_n in Gl. (57) und (58) derart verändern, daß sich aus ihnen bei den Siedetemperaturen von 108,76⁰ abs. des Sauerstoffes und von 93,84⁰ abs. des Stickstoffes ein Sättigungsdruck von 5 Atm. ergibt.

Wir erhalten dann statt 7,832 und 9,682 die Werte

$$C_o = 8{,}010$$

und

$$C_n = 9{,}688\,.$$

Die übrigen Konstanten bleiben unverändert, und es folgt für die Bestimmung der Konzentrationen beim Sättigungsdruck von 5 Atm. aus den Gleichungen (63) und (64)

$$z_{os} = \frac{10^{x_n}\, T_s^{-2{,}404} - 5}{10^{x_n}\, T_s^{-2{,}404} - 10^{x_o}\, T_s^{-1{,}911}}, \tag{97}$$

$$z_{\omega s} = \frac{10^{x_o}\, T_s^{-1{,}911}}{5} \cdot z_{os} \tag{98}$$

und

$$x_o = -\frac{371{,}908}{T_s} + 8{,}010, \tag{99}$$

$$x_n = -\frac{398{,}555}{T_s} + 9{,}688\,. \tag{100}$$

Für die Siedetemperaturen T_s gilt jetzt

$$93{,}84 < T_s < 108{,}76\,.$$

Die sich bei einem Sättigungsdruck von 5 Atm. aus den Gleichungen (97) und (98) ergebenden Werte von v_o % und v_ω % der Sauerstoff-Stickstoffmischung sind in Zahlentafel 2 für verschiedene Siedetemperaturen eingetragen.

Zahlentafel 2.

T_s^0 abs.	v_o %	v_ω %	T_s^0 abs.	v_o %	v_ω %
93,84	0,00	0,00	101	64,605	40,64
94	2,04	1,28	104,5	83,42	65,27
96	24,41	10,88	108	97,44	93,405
97,5	38,64	19,19	108,76	100,00	100,00

Um auch den Fall eines Unterdruckes zu behandeln, berechnen wir die Konzentrationen für einen Sättigungsdruck von 0,2 Atm. Wir finden hierfür durch Interpolieren zwischen vorliegenden Versuchswerten[9]) die Siedetemperaturen

$$T_{so} = 77{,}33^0 \text{ abs.}$$

und

$$T_{sn} = 65{,}84^0 \text{ abs.}$$

[7]) Siehe Landolt-Börnstein, Physikalisch-Chemische Tabellen.

[8]) Siehe C. v. Linde, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 1902.

[9]) Siehe Landolt-Börnstein, Physikalisch-Chemische Tabellen.

Um die Kirchhoffsche Dampfspannungsgleichung bei diesen Siedetemperaturen wieder in Übereinstimmung zu bringen mit einem Sättigungsdruck von 0,2 Atm, verändern wir die Konstanten C_o und C_n zu

$$C_o = 7{,}719$$

und

$$C_n = 9{,}726\,.$$

In Zahlentafel 3 sind die sich dann aus Gl. (63) und (64) ergebenden Werte von $v_o\,\%$ und $v_\omega\,\%$ für verschiedene Siedetemperaturen der Sauerstoff-Stickstoffmischung eingetragen.

Zahlentafel 3.

T_s	$v_o\,\%$	$v_\omega\,\%$	T_s	$v_o\,\%$	$v_\omega\,\%$
65,84	0,00	0,00	74	88,085	58,18
66	3,33	0,67	77	99,09	95,275
70	61,075	23,15	77,33	100,00	100,00

4. Zeichnerische Darstellung der Konzentrationen.

In Abb. 1 sind in einem z, T-Diagramm die Isobaren des Sauerstoff-Stickstoffgemisches für 0,2, 1 und 5 Atm. mit den Werten der Zahlentafeln 1 bis 3 eingetragen, und zwar sind die Isobaren des flüssigen Gemisches voll und diejenigen des dampfförmigen Gemisches gestrichelt ausgezogen. Eine Ordinate als Linie gleichbleibender Temperatur schneidet ein Isobarenpaar in zwei Punkten, die einen Gleichgewichtszustand des Flüssigkeits-Dampfgemisches bestimmen. Siehe z. B. die Punkte P_σ und P_s in Abb. 1.

Ziehen wir uns in Abb. 1 eine Abszisse als Linie gleichbleibender Konzentration, z. B. derjenigen von 0,21, welche atmosphärischer Luft entspricht, so schneidet diese die Isobaren des flüssigen Gemisches in den Punkten A_σ, B_σ und C_σ. Ziehen wir durch diese Punkte die Ordinaten bis zu ihrem Schnitt mit den Isobaren des dampfförmigen Gemisches, so erhalten wir die Punkte A_s, B_s und C_s, welche uns die Konzentrationen angeben, bei denen das Dampfgemisch mit einem Flüssigkeitsgemisch von der Zusammensetzung atmosphärischer Luft im Gleichgewicht ist. Verbinden wir A_s, B_s und C_s durch eine Kurve, so sehen wir, daß mit wachsendem Druck auch der Sauerstoffgehalt des Dampfes über verflüssigter Luft wächst. Bei 0,2 Atm. beträgt er ungefähr 5 und bei 5 Atm. ungefähr 9 Volumprozente. In gleicher Weise erhalten wir auch eine Kurve A_σ', B_σ', C_σ', welche die Konzentrationen eines flüssigen Gemisches darstellt, das mit einem Dampf von der Zusammensetzung atmosphärischer Luft im Gleichgewicht ist. Die beiden Kurven A_s, B_s, C_s und A_σ', B_σ', C_σ' werden sich in ihrer Verlängerung auf einem Punkte K der Geraden A_σ, B_σ, C_σ schneiden, was auch die Erfahrung bestätigt. K ist der kritische Punkt des Gemisches, dessen Zusammensetzung der Geraden $A_\sigma C_\sigma$ entspricht. In K geht das Flüssigkeitsgemisch und das Dampfgemisch gleicher Zusammensetzung stetig ineinander über und es wird

$$z_{o\sigma} = z_{\omega s}\,. \tag{101}$$

Von Kuenen, Verschoyle und van Urk wurden durch Versuche die kritischen Punkte eines Sauerstoff-Stickstoffgemisches mit 50 und

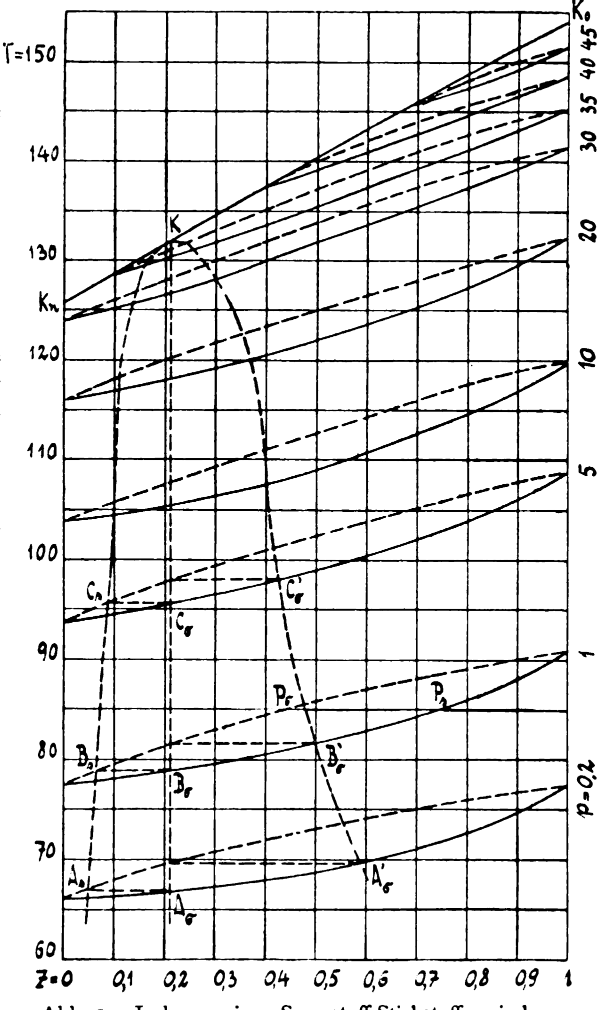


Abb. 1. Isobaren eines Sauerstoff-Stickstoffgemisches.

eines solchen mit 75 Volumprozenten Sauerstoff bestimmt. In einem p, T-Diagramm[10]) wurde mit Hilfe dieser beiden Punkte sowie des kritischen Punktes eines Gemisches von der Zusammensetzung atmosphärischer Luft die kritische Kurve der Sauerstoff-Stickstoffmischungen eingetragen. Diese

[10]) Siehe Kuenen, Verschoyle and van Urk, The critical curve of oxygen-nitrogen mixtures. Comm. from the Physical Laboratory of the University of Leiden, Nr. 161, S. 11, Fig. 4.

Kurve ist einerseits begrenzt durch den kritischen Punkt des reinen Stickstoffes, andererseits durch jenen des reinen Sauerstoffes und ergibt sich nahezu als eine Gerade. Durch Übertragung derselben in unser z, T-Diagramm, siehe Abb. 1, erhalten wir in diesem die kritische Kurve $K_n K_o$, welche ebenfalls fast vollständig geradlinig verläuft.

Von Kuenen, Verschoyle und van Urk sind im Gebiet oberhalb 25 Atm. drei Kurvenpaare gleicher Volumprozente, also, siehe Gl. (82) und (83), auch gleicher Konzentrationen z, aus Versuchswerten eingetragen, und zwar für 21, 50 und 75 % Sauerstoff. Jedes Kurvenpaar besteht einerseits aus einem Flüssigkeits-, andererseits aus einem Dampfast. In unser z, T-Diagramm Abb. 1 übertragen, fällt jedes solche Kurvenpaar in einer Geraden parallel zur T-Achse zusammen. Umgekehrt erhalten wir, wenn wir uns mit Hilfe der Linien gleicher Volumprozente bzw. gleicher Konzentrationen aus dem p, T-Diagramm die Isobaren, welche hier als Gerade parallel zur T-Achse gegeben sind, in unser z, T-Diagramm übertragen, Kurvenpaare, wie die bereits für 0,2, 1 und 5 Atm. ermittelten.

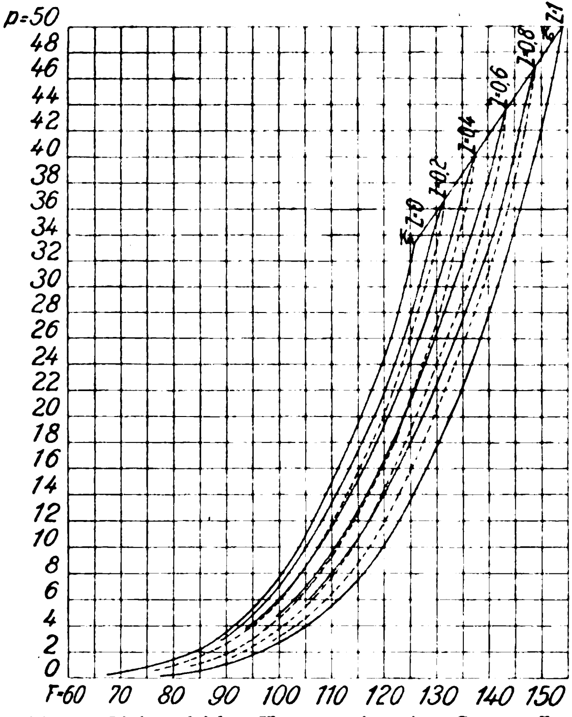


Abb. 2. Linien gleicher Konzentration eines Sauerstoff-Stickstoffgemisches.

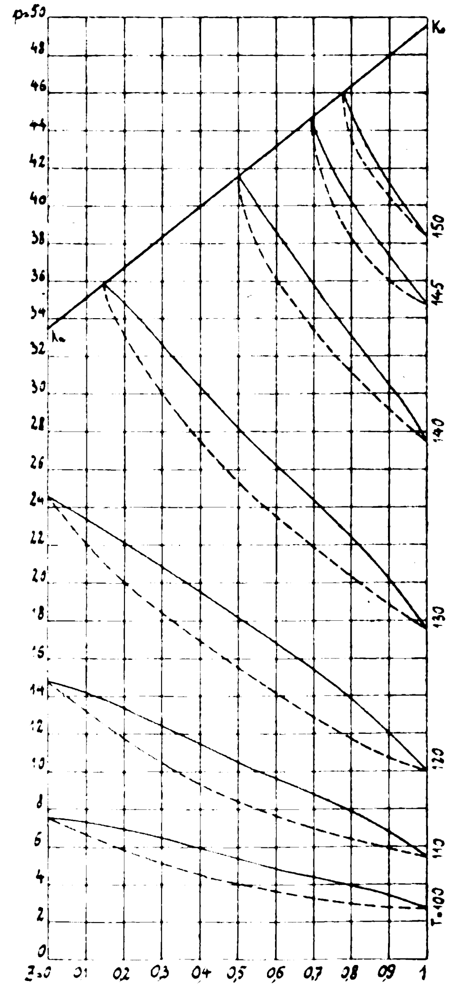


Abb. 3. Isothermen eines Sauerstoff-Stickstoffgemisches.

Bilden wir z. B. die Isobare für 35 Atm. aus dem p, T-Diagramm der oben genannten Verfasser in unserem z, T-Diagramm ab, so erhalten wir in diesem zwei Punktepaare, und zwar je einen Flüssigkeits- und einen Dampfpunkt als Abbildung der Schnittpunkte der Isobaren für 35 Atm. mit dem Kurvenpaar gleicher Konzentration für 21 und demjenigen für 50 Volumprozente Sauerstoff des p, T-Diagramms. Ferner finden wir die Schnittpunkte des Isobarenpaares für 35 Atm. im z, T-Diagramm durch Übertragung der Endpunkte der Isobaren für 35 Atm. des p, T-Diagramms, die uns einerseits gegeben sind durch deren Schnitt mit der kritischen Kurve, andererseits mit der Dampfspannungskurve des reinen Sauerstoffes als Linie gleicher Konzentration eins für Flüssigkeit und Dampf. Durch Verbindung dieser sechs Punkte ergibt sich in Abb. 1 das gesuchte Isobarenpaar für 35 Atm. In gleicher Weise sind in Abb. 1 die Isobarenpaare für 30 und 45 Atm. gefunden.

Wir können uns nun mit Hilfe der drei durch Rechnung erhaltenen Isobarenpaare für 0,2, 1 und 5 Atm. und der aus den Versuchswerten bestimmten Isobarenpaare für 30, 35 und 45 Atm. beliebig viele Linien gleicher Konzentration aus dem z, T-

Diagramm in das p, T-Diagramm übertragen. Es ergeben sich in diesem die Punkte der Flüssigkeits- und Dampfäste der Kurvenpaare gleicher Konzentration als Abbildungen der Schnittpunkte der Isobarenpaare des z, T-Diagramms mit den Geraden parallel zur T-Achse.

Auf diese Weise erhalten wir eine Schar Kurvenpaare gleicher Konzentration im p, T-Diagramm, siehe Abb. 2. Umgekehrt können wir mit Hilfe derselben wieder eine beliebige Anzahl Isobarenpaare auf die bereits beschriebene Art im z, T-Diagramm abbilden und so durch abwechselndes Zeichnen von Kurvenpaaren im z, T- und p, T-Diagramm die Kurvenscharen beliebig verdichten. Damit haben wir ein zeichnerisches Näherungsverfahren, das uns gestattet, mit wenigen Rechnungs- und Versuchswerten die Isobarenscharen des z, T-Diagramms und die Kurvenscharen gleicher Konzentration des p, T-Diagramms im ganzen Sättigungsgebiet des Gemisches festzulegen. Es sei noch bemerkt, daß der Schnittpunkt einer Dampfkurve und einer Flüssigkeitskurve gleicher Konzentration im p, T-Diagramm einen Gleichgewichtszustand des entsprechenden Flüssigkeits- und Dampfgemisches bei dem Druck und bei der Temperatur darstellt, die diesem Schnittpunkt zugehören. Im z, T-Diagramm ist ein solcher Schnittpunkt dargestellt durch ein Punktepaar wie z. B. P_s, P_σ.

Der Vollständigkeit halber ist in Abb. 3 auch die Schar der Isothermenpaare des z, p-Diagramms wiedergegeben. Diese ermöglichen es uns, die Änderung des Sättigungsdruckes der Flüssigkeits- und Dampfmischungen bei gleichbleibender Siedetemperatur zu bestimmen.

5. Ein Gemisch aus beliebig vielen Bestandteilen.

Haben wir ein Flüssigkeits- und ein Dampfgemisch mit je n Bestandteilen und bezeichnen wir diejenigen des Dampfes mit m_{g_1} bis m_{g_n} und diejenigen der Flüssigkeit mit m_{f_1} bis m_{f_n}, während wir für die Molekulargewichte m_1 bis m_n schreiben, so sind uns die Konzentrationen gegeben durch:

$$\left.\begin{aligned} z_{g_1} &= \frac{\frac{m_{g_1}}{m_1}}{\frac{m_{g_1}}{m_1} + \frac{m_{g_2}}{m_2} + \dots + \frac{m_{g_n}}{m_n}} \quad \text{bis} \\ z_{g_n} &= \frac{\frac{m_{g_n}}{m_n}}{\frac{m_{g_1}}{m_1} + \frac{m_{g_2}}{m_2} + \dots + \frac{m_{g_n}}{m_n}} \end{aligned}\right\} \qquad (102)$$

und

$$\left.\begin{aligned} z_{f_1} &= \frac{\frac{m_{f_1}}{m_1}}{\frac{m_{f_1}}{m_1} + \frac{m_{f_2}}{m_2} + \dots + \frac{m_{f_n}}{m_n}} \quad \text{bis} \\ z_{f_n} &= \frac{\frac{m_{f_1}}{m_1}}{\frac{m_{f_1}}{m_1} + \frac{m_{f_2}}{m_2} + \dots + \frac{m_{f_n}}{m_n}}. \end{aligned}\right\} \qquad (103)$$

Es wird daher

$$z_{g_1} + z_{g_2} + \dots + z_{g_n} = 1 \qquad (104)$$

und

$$z_{f_1} + z_{f_2} + \dots + z_{f_n} = 1. \qquad (105)$$

Das Differential der charakteristischen Funktion (1) lautet jetzt für den gasförmigen Zustand

$$\left.\begin{aligned} d\varphi_g = &\left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial T}\right)_{p, m_{g_1} \dots m_{g_n}} dT \\ &+ \left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial p}\right)_{T, m_{g_1} \dots m_{g_n}} dp \\ &+ \left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial m_{g_1}}\right)_{p, T, m_{g_2} \dots m_{g_n}} dm_{g_1} \\ &+ \dots \\ &+ \left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial m_{g_n}}\right)_{p, T, m_{g_1} \dots m_{g_{n-1}}} dm_{g_n} \end{aligned}\right\} \qquad (106)$$

und für den flüssigen Zustand

$$\left.\begin{aligned} d\varphi_f = &\left(\frac{\partial \varphi_f}{\partial T}\right)_{p, m_{f_1} \dots m_{f_n}} dT \\ &+ \left(\frac{\partial \varphi_f}{\partial p}\right)_{T, m_{f_1} \dots m_{f_n}} dp \\ &+ \left(\frac{\partial \varphi_f}{\partial m_{f_1}}\right)_{p, T, m_{f_2} \dots m_{f_n}} dm_{f_1} \\ &+ \dots \\ &+ \left(\frac{\partial \varphi_f}{\partial m_{f_n}}\right)_{p, T, m_{f_1} \dots m_{f_{n-1}}} dm_{f_n}. \end{aligned}\right\} \qquad (107)$$

Die thermodynamischen Potentiale sind daher

$$\left.\begin{aligned} \mu_{g_1} &= \left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial m_{g_1}}\right)_{p, T, m_{g_2} \dots m_{g_n}} \quad \text{bis} \\ \mu_{g_n} &= \left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial m_{g_n}}\right)_{p, T, m_{g_1} \dots m_{g_{n-1}}} \end{aligned}\right\} \qquad (108)$$

und

$$\left.\begin{aligned} \mu_{f_1} &= \left(\frac{\partial \varphi_f}{\partial m_{f_1}}\right)_{p, T, m_{f_2} \dots m_{f_n}} \quad \text{bis} \\ \mu_{f_n} &= \left(\frac{\partial \varphi_f}{\partial m_{f_n}}\right)_{p, T, m_{f_1} \dots m_{f_{n-1}}} \end{aligned}\right\} \qquad (109)$$

Damit erhalten wir in gleicher Weise wie (20) und (21) die n-Beziehungen

$$\left.\begin{aligned} \mu_{g_1} &= T(1 - \ln T) c_{p\,g_1} + A R_1 T \ln p \\ &\quad + A R_1 T \ln z_{g_1} - k_{g_1}' T + k_{g_1} \\ &\dots\dots\dots\dots\dots \\ \mu_{g_n} &= T(1 - \ln T) c_{p\,g_n} + A R_n T \ln p \\ &\quad + A R_n T \ln z_{g_n} - k_{g_n}' T + k_{g_n}, \end{aligned}\right\} \quad (110)$$

wobei wir unter R_1 bis R_n die Gaskonstanten verstehen, und in gleicher Weise wie (42) und (43) die n-Beziehungen

$$\left.\begin{aligned} \mu_{f_1} &= T(1 - \ln T) c_{p f_1} + A p v_{f_1} \\ &\quad + A R_1 T \ln z_{f_1} - k_{f_1}' T + k_{f_1} \\ &\dots\dots\dots\dots\dots \\ \mu_{f_n} &= T(1 - \ln T) c_{p f_n} + A p v_{f_n} \\ &\quad + A R_n T \ln z_{f_n} - k_{f_n}' T + k_{f_n}. \end{aligned}\right\} \quad (111)$$

Aus diesen Beziehungen ergibt sich wieder

$$\left.\begin{aligned} d\varphi_g &= - S_g dT + A V_g dp + \mu_{g_1} dm_{g_1} \\ &\quad + \dots + \mu_{g_n} dm_{g_n} \end{aligned}\right\} \quad (112)$$

und

$$\left.\begin{aligned} d\varphi_f &= - S_f dT + A V_f dp + \mu_{f_1} dm_{f_1} \\ &\quad + \dots + \mu_{f_n} dm_{f_n}. \end{aligned}\right\} \quad (113)$$

Ferner

$$\left.\begin{aligned} \mu_{g_1} &= i_{g_1} - T s_{g_1} + A R_1 T \ln z_{g_1}, \\ &\dots\dots\dots\dots \\ \mu_{g_n} &= i_{g_n} - T s_{g_n} + A R_n T \ln z_{g_n} \end{aligned}\right\} \quad (114)$$

und

$$\left.\begin{aligned} \mu_{f_1} &= i_{f_1} - T s_{f_1} + A R_1 T \ln z_{f_1}, \\ &\dots\dots\dots\dots \\ \mu_{f_n} &= i_{f_n} - T s_{f_n} + A R_n T \ln z_{f_n}. \end{aligned}\right\} \quad (115)$$

Für das Gleichgewicht eines Flüssigkeits- und Dampfgemisches gelten nun die n-Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \mu_{s_1} &= \mu_{\sigma_1}, \\ &\dots \\ \mu_{s_n} &= \mu_{\sigma_n}. \end{aligned}\right\} \quad (116)$$

Daraus folgen in gleicher Weise wie (55) und (56) die n-Dampfspannungsgleichungen

$$\left.\begin{aligned} \lg p_s &= \frac{A_1}{T_s} - B_1 \lg T_s + C_1 + \lg z_{\sigma_1} - \lg z_{s_1}, \\ &\dots\dots\dots\dots\dots \\ \lg p_s &= \frac{A_n}{T_s} - B_n \lg T_s + C_n + \lg z_{\sigma_n} - \lg z_{s_n}. \end{aligned}\right\} \quad (117)$$

Zusammenfassung.

Es werden für ein Sauerstoff-Stickstoffgemisch die Gibbsschen thermodynamischen Potentiale des Sauerstoffes und Stickstoffes im gasförmigen und flüssigen Zustand abgeleitet. Für das Gleichgewicht zwischen Dampf und Flüssigkeit müssen die thermodynamischen Potentiale gleicher Bestandteile einander gleich werden. Wir erhalten damit die beiden gleichzeitig bestehenden Dampfspannungsgleichungen des Sauerstoffes sowie des Stickstoffes im Gemisch, welche die Berechnung der Zusammensetzung der Flüssigkeit und des Dampfes gestatten, wenn der Sättigungsdruck und die Siedetemperatur des Gemisches gegeben sind.

Mittels eines zeichnerischen Verfahrens werden die auf diesem Wege für niedrige Drucke durch Rechnung gefundenen Linien gleicher Konzentration mit denjenigen in der Umgebung der kritischen Kurve, die durch die Versuchswerte von Kuenen, Verschoyle und van Urk festgelegt sind, verbunden und die Isobaren, Isothermen sowie die Linien gleicher Konzentration für das ganze Sättigungsgebiet eines Sauerstoff-Stickstoffgemisches in Diagrammen dargestellt.

Zum Schluß werden die Dampfspannungsgleichungen für ein Gemisch aus beliebig vielen Bestandteilen aufgestellt.

(Eingegangen am 8. Juli 1924.)

Physiologische Betrachtungen zur Beurteilung von Beleuchtungsanlagen.

Von Ludwig Schneider.

Referat über den gleichnamigen Vortrag in der Lichttechnischen Gesellschaft Karlsruhe i. B. am 18. März 1924.

Es ist eine eigenartige Erscheinung in der Lichttechnik, daß Beleuchtungsanlagen rein gefühlsmäßig als verschieden gut beurteilt werden, daß z. B. eine Anlage von einem Beobachter angenehm empfunden wird, während ein anderer dabei kaum arbeiten kann, und dies selbst bei Anlagen, die nach den bisherigen „Richtlinien für Beurteilung von Beleuchtungsanlagen" als einwandfrei gelten, die also vor allen Dingen eine hohe Beleuchtungsstärke und gute Gleichmäßigkeit besitzen.

Diese Widersprüche in der Beurteilung sind hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß wir gewohnt sind, die Beleuchtungsstärke in erster Linie als Kriterium der Beurteilung zugrunde zu legen, daß aber andererseits die Beleuchtungsstärke eine Größe ist, die sich zwar errechnen und messen läßt, die aber für das Auge unmittelbar überhaupt nicht vorhanden ist; denn wir können die Beleuchtungsstärke als solche nicht sehen, das Auge empfindet vielmehr lediglich die Leuchtdichte; die Abbildung der durch Beleuchtung leuchtend gewordenen Fläche nämlich ruft auf der Netzhaut den Lichtreiz hervor. Deshalb muß im Grunde genommen die Leuchtdichte allein als wichtigste Größe der Beurteilung von Beleuchtungsanlagen

zugrunde gelegt werden, und hierbei sind es wieder die Kontraste der Leuchtdichten, die uns das Bild unserer Umgebung vermitteln. Denn das Wahrnehmen von Einzelheiten bei Figuren und Körpern ist nichts anderes, als eine Kombination der verschiedensten auf unserer Netzhaut abgebildeten Leuchtdichten zu der Vorstellung einer Figur oder eines Körpers. Es werden drei Arten von Kontrasten unterschieden:

1. hervorgerufen durch die verschiedene Reflexion der Oberfläche,

2. durch die verschiedenartige Neigung der Flächenteilchen zum einfallenden Licht (Eigenschatten),

3. durch Schatten, die hervorstehende Körperteile oder in der Nähe befindliche Körper hervorrufen (Schlagschatten).

Der Kontrast der ersten Art, der sowohl farbig als auch farblos sein kann, vermittelt uns das Erkennen von zweidimensionalen Gebilden, also von Figuren, Bildern usw. auf ebener Fläche. Die beiden anderen Arten von Kontrasten sind zum körperlichen Sehen erforderlich. Denn neben dem rein beidäugigen Sehen kann uns auch das Sehen mit einem Auge den Eindruck der Körperlichkeit vermitteln, das neben der Perspektive hauptsächlich durch die Kontraste ermöglicht wird. Nun sind aber diese Kontraste von der Beleuchtung abhängig. Ganz diffuses Licht hebt sie auf, Licht aus falscher Richtung ruft Schatten hervor, die für unser normales Empfinden ungewohnt sind und uns infolgedessen eine richtige Vorstellung eines Körpers aus den ungewohnten Leuchtdichtekontrasten erschweren. Bei den Kontrasten der ersten Art, also bei verschiedenem Reflexionsvermögen einer Oberfläche, kommt aber noch hinzu, daß diese Kontraste meistens viel größer sind, als das Verhältnis der minimalen zur maximalen Beleuchtungsstärke auf der beleuchteten Fläche. Da nun die Leuchtdichten und ihre Kontraste allein für den Adaptationszustand des Auges ausschlaggebend sind, kann die Gleichmäßigkeit der Beleuchtungsstärke sehr oft kein richtiges Urteil über die Güte der betreffenden Beleuchtungsanlage ermöglichen. Werden die Kontraste zu groß, dann tritt Blendung ein. Eine genaue Definition der Blendung ist bis jetzt noch nicht gegeben, auch lieg nur eine beschränkte Anzahl Untersuchungen über ihre Wirkungen vor. Soviel läßt sich aus ihnen aber immerhin entnehmen, daß die Vermeidung der Blendung aus technischen und wirtschaftlichen Gründen geboten ist, da sie zu einer Verschwendung der Lichtenergie führt. Denn durch die Blendung wird die Sehschärfe herabgesetzt, die Sehleistung durch eintretende Ermüdung beeinträchtigt, und zwar auch dann, wenn die blendende Leuchtdichte nicht fixiert wird, sondern ihr Bild auf die Peripherie der Netzhaut fällt. Die Blendungsleuchtdichte ist auch keine Konstante, es ist also nicht möglich, eine Leuchtdichte anzugeben, von der ab Blendung eintritt, sie ist vielmehr abhängig vom Sehwinkel und der mittleren Leuchtdichte, auf die das Auge adaptiert ist, und zwar tritt die Blendung um so später ein, je größer die adaptierte Fläche ist und umso früher, je größer die blendende Fläche ist. Eine Beleuchtungsanlage ist physiologisch am wirtschaftlichsten, wenn das Auge auf die Leuchtdichte der Arbeitsfläche als der hellsten im ganzen Gesichtsfeld adaptieren kann, wenn sich also keinerlei störende höhere Leuchtdichten im Gesichtsfeld befinden, mit anderen Worten: eine Beleuchtungsanlage wird also physiologisch am wirtschaftlichsten, wenn bei gegebenem Lichtstrom und gegebenem Reflexionsvermögen der Arbeitsfläche die Leistungsfähigkeit des Auges ein Maximum wird.

Bei Beleuchtung von Räumen wird diese Forderung mit den jetzt der Lichttechnik zur Verfügung stehenden Mitteln am besten mit Beleuchtungskörpern für vorwiegend direktes Licht erreicht. Daher müssen die Beleuchtungskörper möglichst nahe an der Decke angebracht werden. Diese Anordnung ist, rein technisch genommen, den tieferhängenden Beleuchtungskörpern gegenüber nicht wesentlich ungünstiger, da ja die Lichtpunkthöhe in Räumen mit reflektierenden Wänden und Decken von geringem Einfluß auf die mittlere Beleuchtung ist. Die Beleuchtungskörper für vorwiegend direktes Licht haben aber den Vorteil, daß sie die Arbeitsplätze besser beleuchten als die übrigen, ohne dabei in der Blickrichtung eine zu hohe Leuchtdichte zu haben. Um auch selbst hierdurch keine Beeinträchtigung des Sehens, also keinen für das Arbeiten ungünstigen Adaptationszustand zu haben, ist es erforderlich, die Beleuchtungskörper möglichst an der Decke anzubringen, sie also möglichst aus dem Gesichtsfeld zu entfernen, denn die Blendung ist ja nicht durch die absolute Leuchtdichte allein bedingt, sondern vielmehr durch die Kontraste der Leuchtdichten, die bei niedrighängenden Beleuchtungskörpern mit der dunklen Wand als Hintergrund unangenehm hoch werden können. Ein weiterer Vorteil ist noch damit verbunden, nämlich der, daß die Richtung des Lichtes der ähnlich ist, die wir bei Tage gewohnt sind, also vorwiegend von oben her. Hierdurch wird erreicht, daß es die für das Erkennen notwendigen Schatten und Kontraste mit großer Natürlichkeit hervorrufen kann.

Bei der Beleuchtung im Freien vor allem führt die Beurteilung lediglich nach der Beleuchtungsstärke ohne Berücksichtigung der Blendung zu ganz falschen Ergebnissen. Bei den jetzt üblichen Beleuchtungsstärken auf der Straße sehen wir nämlich ganz anders, als bei Tage. Wir

sehen die Gegenstände nicht als solche, sondern nur ihre dunklen Silhouetten gegen den hellen Hintergrund, der durch die beleuchtete Straße oder den beleuchteten unteren Teil der Häuserwände gebildet wird, eine Erscheinung, die bis jetzt noch kaum berücksichtigt worden ist, die aber von Personen, die berufsmäßig viel bei Nacht im Freien sehen müssen, also bei Straßenbahnführern, Stellwerkswärtern usw., unbewußt beobachtet wird. Dieser Silhouetteneffekt wird einmal wesentlich beeinflußt durch die Oberflächenbeschaffenheit der Straße; denn der helle Hintergrund für die Silhouetten ist doch nichts anderes als die Leuchtdichte der Straßenoberfläche und der Häuserwände, und diese ist, abgesehen von der Beleuchtungsstärke, von der Reflexionsfähigkeit der Straßenoberfläche abhängig. Diese ist aber nicht nach allen Richtungen hin konstant, nimmt auch nicht wie bei vollkommen diffuser Reflexion nach dem Lambertschen Gesetze ab. Besonders bei Asphalt werden durch starkes Befahren die kleinen Erhebungen der Oberfläche abgeschliffen und poliert, so daß diese spiegelnd reflektieren und infolgedessen bei der für den Fußgänger oder den Fahrer üblichen Blickrichtung noch weit entfernte Lampen im Auge abbilden. So kommt es, daß die Leuchtdichte der Straßenoberfläche unter Umständen wesentlich höher sein kann, als man aus der dort herrschenden Beleuchtungsstärke schließen müßte. Weiterhin wird die Wirkung des Silhouettensehens und damit ein deutliches Erkennen sehr stark von eventuell auftretender Blendung durch Lichtquellen beeinträchtigt, und zwar blenden auch hier noch Leuchtdichten, die bei Beleuchtung von Innenräumen völlig unschädlich sind, da wir ja bei den Verhältnissen, wie sie bei der Beleuchtung im Freien herrschen, wesentlich dunkler adaptiert und infolgedessen viel empfindlicher sind. Aus diesem Grunde genügen auch die zur Vermeidung der Blendung durch die Lampen sonst angewandten lichtstreuenden Gläser oder Prismen bei Beleuchtung im Freien nicht mehr, weil der Kontrast zwischen der Leuchtdichte der Lichtquelle und der des als Hintergrund wirkenden dunklen Nachthimmels immer zu groß ist. Auch bei sehr großer Entfernung stören unabgeschirmte Lichtquellen immer noch. Die Gefahr der Blendung wird zwar geringer, weil der Sehwinkel, unter welchem die Lichtquelle gesehen wird, sehr klein wird, und bei Sehwinkeln unter 1^0 die Kontrastempfindlichkeit des Auges mit abnehmendem Sehwinkel abnimmt. Dafür erscheint aber die Lichtquelle mit einem ausgedehnten Strahlenkranz umgeben, der das Erkennen aller Gegenstände innerhalb dieses Strahlenkranzes verhindert. Diese Erscheinung ist auf Vorgänge in der Hornhaut und der Augenlinse zurückzuführen.

Aus diesen Überlegungen ergibt sich eine ganz klare Antwort auf die scheinbar immer noch nicht zur Ruhe gekommene alte Streitfrage, ob bei Beleuchtung im Freien die Beleuchtungsstärke der horizontalen oder der vertikalen Fläche ausschlaggebend sei. Ausschlaggebend ist einzig und allein die Leuchtdichte der Straßenoberfläche und des unteren Teils der Häuserwände, bzw. deren Kontraste mit der dunklen Silhouette der auf der Straße sich bewegenden Gegenstände. Für eine gute, physiologisch wirtschaftliche Straßenbeleuchtung ist also zu fordern, daß die Leuchtdichte der Straßenoberfläche durch Wahl eines entsprechend gut reflektierenden Materials möglichst gesteigert wird; die Beleuchtungsstärke auf der horizontalen Straßenfläche und dem unteren Teil der Häuserwände soll möglichst groß sein. Die Blendung ist durch Abschirmen der Lichtquellen in der Blickrichtung zu vermeiden. Die bis jetzt für die Beleuchtung im Freien, insbesondere für Straßenbeleuchtuug, üblichen sogenannten Breitstrahler sind daher unbrauchbar. Sie erzeugen zwar eine Horizontalbeleuchtung von größerer Gleichmäßigkeit, als sie bei irgendwelchen anderen Beleuchtungskörpern erzielt wird, wodurch ein etwas größerer Lampenabstand ermöglicht wird, aber sie blenden infolge ihrer Eigenart gerade in der Blickrichtung, also bei 20 oder 30^0 über der Horizontalen am stärksten, denn ihr Intensitätsmaximum liegt ja gerade in dieser Richtung. Selbst die Verwendung von lichtstreuenden Prismen kann diese Wirkung nicht herabsetzen, denn auch hier beträgt die Leuchtdichte immer noch 4 bis 8 HK/cm², eine Leuchtdichte, die für den Adaptationszustand des Auges bei den Verhältnissen der Beleuchtung im Freien um das 20 bis 40-fache zu hoch ist. Eine physiologisch wirklich einwandfreie Beleuchtung im Freien ist daher bis jetzt nur mit Beleuchtungskörpern mit tiefgezogenem Reflektor, also mit Tiefstrahlern, möglich, die das Auge vor Blendung möglichst vollkommen schützen.

Um zu einer brauchbaren Beurteilung von Beleuchtungsanlagen zu kommen, ist es also erforderlich, sich zuerst zu überlegen, wie das Auge bei den entsprechenden Verhältnissen sieht, durch welche Umstände seine Leistungsfähigkeit beeinträchtigt wird. Es kommt also hauptsächlich darauf an, sich über die zulässigen Leuchtdichten und Leuchtdichtekontraste klar zu werden, um daraus erst Schlüsse auf die Wahl der Beleuchtungsstärke und Beleuchtungsart zu ziehen; denn man hat bisher gar zu schnell vergessen, daß wir beleuchten wollen, um sehen zu können.

Zusammenfassung.

Entgegen der bisher üblichen Beurteilung nach Beleuchtungsstärke und Gleichmäßigkeit wird ver-

sucht, die für das Auge wirklich vorhandenen Verhältnisse zu untersuchen und der Beurteilung zugrunde zu legen.

(Eingegangen am 19. Juli 1924.)

Die Strahlungsdämpfung offener zylindrischer Pfeifen.

Von H. Lichte.

Inhalt: Berechnung der Strahlungsdämpfung und Vergleich mit Messungen.

Die elementare Theorie der Schwingungen in offenen Röhren trägt dem Entweichen von Energie aus der Öffnung keine Rechnung. Sie nimmt an, daß am offenen Ende, wo die Luftsäule mit der äußeren Atmosphäre in Verbindung steht, der Druck und die Dichte sich momentan ausgleichen, daß also beide Größen dort konstant die äußeren Ruhewerte besitzen. Nimmt man zeitlich sinusförmige Bewegungen mit der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi N$ an, so geht die Gleichung für das Geschwindigkeitspotential

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}$$

mit dem Ansatz $\varphi = e^{j w t}$

über in $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + k^2 \pi = 0, \quad k = \frac{2\pi}{\Lambda}$

deren Lösung lautet:

$$\varphi = \left(\frac{A}{k} \sin kx + B \cos kx\right) \cos wt + \mathfrak{B} \cos kx \sin wt.$$

Führen wir die Grenzbedingung ein

$$x = 0 : \varphi = 0$$

dann ist:

$$B = 0, \quad \mathfrak{B} = 0$$

und wir erhalten:

$$\varphi = \frac{A}{k} \sin kx \cos wt$$

und für die Geschwindigkeit:

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = A \cos kx \cos wt.$$

Die Energie der Bewegung ist, wenn Q den Querschnitt der Röhre bedeutet

$$T = \frac{1}{2}\int_0^x \varrho\, Q u^2 k = \frac{1}{2} \varrho\, Q A^2 \int_0^x \cos^2 kx$$

$$= \frac{1}{4} \varrho\, Q A^2 \left[x + \frac{1}{2k} \sin 2kx\right]_x^0$$

Erstrecken wir die Integration über die erste Viertelwelle, so erhalten wir:

$$T = \frac{1}{2} \varrho\, Q A^2 \frac{\lambda}{8}.$$

Für $x = \frac{\Lambda}{4}$ wird die Geschwindigkeit $u = 0$. Es findet also im stationären Zustande keine Energiewanderung statt.

Anders liegen dagegen die Verhältnisse, wenn man die Betrachtung nicht auf die eingeschlossene Luftmasse beschränkt, sondern deren Energieaustausch durch die Öffnung der Röhre hindurch in die Außenatmosphäre hinein mit berücksichtigt. Eine Behandlung dieses Problems für im allgemeinen zylindrische Röhren, die nur auf einer gegen die Wellenlänge des Tones kleinen Strecke, von der Mündung aus gerechnet, eine von der zylindrischen Gestalt abweichende Form haben dürfen, deren Querschnittsdimensionen klein sind zur Wellenlänge und deren Öffnung in einer festen Ebene sich nach allen Seiten unendlich weit erstreckenden Wand liegt, stammt von Helmholtz[1]).

Helmholtz findet für das Potential im Inneren der Röhre in größerem Abstand von der Mündung

$$\psi = \frac{A}{k \cos k\alpha} \sin k(x - \alpha) \cos wt - \frac{A Q k}{2\pi} \cos kx \sin wt.$$

Die zugehörige Potentialfunktion an den weit entfernten Stellen des freien Raumes ist

$$\psi = -\frac{A Q}{2\pi} \cdot \frac{\cos(kr - wA)}{r},$$

α ist eine Größe, die für jede Röhrenform besonders bestimmt werden muß, die sogenannte Mündungskorrektion. Es lassen sich Mündungsformen angeben, für die $\alpha = 0$ ist. Wir dürfen daher ohne Beschränkung der Allgemeinheit $\alpha = 0$ setzen und erhalten dann für das Potential in der Röhre

$$\psi = \frac{A}{k} \sin kx \cos wt - \frac{A Q k}{2\pi} \cos kx \sin wt.$$

Die Geschwindigkeit ergibt sich daraus zu

$$u = A \cos kx \cos wt + \frac{A Q k^2}{2\pi} \sin kx \sin wt.$$

Hierfür können wir schreiben:

$$u = U \cos(wt + \tau)$$

wo

$$U = A \sqrt{\cos^2 kx + \frac{Q^2 - k^4}{4\pi^2} \sin^2 kx}$$

und

[1]) H. v. Helmholtz, Theorie der Luftschwingungen in Röhren mit offenen Enden. Crelles Journal f. d. reine und angew. Mathematik **57** (1860), 1—72. Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften Bd. **80** Leipzig 1896.

$$tg\,\tau = -\frac{Q k^2}{2\pi}\,tg\,k x.$$

Ferner erhalten wir für den Schalldruck in der Röhre

$$p = -\varrho\frac{\partial\psi}{\partial t} = \varrho\frac{A w}{k}\sin k x \sin w t$$

$$+ \varrho\frac{A Q k w}{2\pi}\cos k x \cos w t = P\cos(w t + \tau'),$$

wo

$$P = \varrho A w \sqrt{\frac{1}{k^2}\sin^2 k x + \frac{Q^2 k^2}{4\pi 2}\cos^2 k x}$$

und

$$tg\,\tau' = -\frac{2\pi}{k^2 Q}\,tg\,k x.$$

Geschwindigkeit und Druck werden nicht wie in der elementaren Theorie an den Knotenstellen gleich Null, sondern nehmen konstante von Null verschiedene Werte an. Das bedeutet aber, daß durch diese Stellen hindurch auch im stationären Zustande Energie hindurchwandert, die wir im Außenraum wiederfinden müssen. Eine freie Schwingung kann also nicht unbegrenzt bestehen, der Energieinhalt der Röhre erfährt vielmehr eine Verminderung, die Schwingung in der Röhre eine Strahlungsdämpfung. Diese Strahlungsdämpfung wollen wir jetzt bestimmen. Dazu ist die Kenntnis der abwandernden Energie und die in der ersten Viertelwellenlänge vom Ende der Röhre ab gerechnete gesamte schwingende Energie notwendig. Die Strahlungsdämpfung bestimmt sich dann als das Verhältnis der pro Halbperiode abwandernden Energie zu der gesamten schwingenden Energie. Die in der Zeiteinheit durch die Röhre hindurchwandernde Energie ist

$$E = N Q\int_0^{\frac{1}{N}} p\,u\,dt$$

oder nach Einsetzung der Werte für p und u

$$E = N Q\int_0^{\frac{1}{N}}\left\{\frac{\varrho A w}{k}\sin k x\sin w t + \frac{\varrho A Q w k}{2\pi}\cos k x\cos w t\right\}\cdot$$

$$\left\{A\cos k x\cos w t + \frac{A Q k^2}{2\pi}\sin k x\sin w t\right\}dt.$$

Führt man die Integration aus, so erhält man

$$E = \frac{\varrho\,\pi N^2 Q^2 A^2}{a}.$$

Diese Energie wandert nach außen ab. Sie muß also gleich sein dem Betrage, der außen durch eine Halbkugel in gleicher Zeit hindurchwandert, wovon man sich ohne weiteres überzeugen kann, indem man ausgeht vom Wert des Potentials im Außenraum. Es ist nun noch die schwingende Energie zu bestimmen. Wir finden

$$T = \frac{1}{2}\varrho Q\int_0^{\frac{\Lambda}{4}} U^2 dx = \frac{1}{2}\varrho Q A^2\int_0^{\frac{\Lambda}{4}}\left[\cos^2 k x + \frac{Q^2 k^4}{4\pi^2}\sin^2 k x\right]dx = \frac{1}{2}\varrho Q A^2\frac{\Lambda}{8} + \frac{1}{2}\frac{\varrho Q^3 A^2 k^4}{4\pi^2}\frac{\Lambda}{8}.$$

Wir können diesen Ausdruck noch umformen, indem wir die Werte der Geschwindigkeit im Bauch und im Knoten der Bewegung einführen. Nach einfacher Umformung erhält man

$$T = \frac{1}{2}\varrho Q\frac{\Lambda}{4}\frac{U^2_{\max} + U^2_{\min}}{2}$$

wo

$$U^2_{\max} = A^2$$

und

$$U^2_{\min} = A^2\frac{Q^2 k^4}{4\pi^2}.$$

Wir sind nun ohne weiteres imstande, das logarithmische Dekrement der Strahlung hinzuschreiben. Es ist:

$$d = \frac{E}{2 N T} = \frac{8\pi Q}{\Lambda^2} = 8\left(\frac{\pi R}{\Lambda}\right)^2,$$

unter der Voraussetzung, daß $U_{\min} << U_{\max}$, d. h. die Querschnittsdimensionen klein zur Wellenlänge sind, eine Voraussetzung, die bei der Ableitung der Formel gemacht wurde. Das Dekrement ist also nur von dem Verhältnis R/Λ abhängig. Aus der Beziehung $\frac{1}{2} w A^2 = E$ ergibt sich noch der Strahlungswiderstand der Röhre

$$w = \frac{2\pi\varrho N^2 Q^2}{a} = \frac{2\pi\varrho a Q^2}{\Lambda^2}.$$

Zwischen dem Maximal- und dem Minimalwert der Geschwindigkeit einerseits und dem logarithmischen Dekrement andererseits besteht noch eine Beziehung, die eine experimentelle Prüfung unserer Rechnung zuläßt. Es ist nämlich:

$$\frac{U_{\min}}{U_{\max}} = \frac{k^2 Q}{2\pi} = \frac{2\pi Q}{\Lambda^2} = \frac{d}{4}.$$

Das Verhältnis von Minimaldruck zum Maximaldruck hat denselben Wert.

Die an einem Rohr von 5 cm Durchmesser, dessen Mündung in einer ebenen Wand lag, ausgeführten Messungen bestätigen sehr gut die Rech-

nung. Folgende Tabelle gibt die Meßergebnisse wieder:

n	Λ	U_{min}	U_{max}	$d_{beob.}$	$d_{ber.}$
560	61	4,33	150	0,115	0,133
1120	31,2	3	24	0,5	0,51
1000	34	19	170	0,447	0,43

Die Werte von U_{min} und U_{max} sind mit einem Fehler von 20 % behaftet. Die fünfte Reihe gibt die aus dem Verhältnis U_{min}/U_{max} bestimmten Werte der Strahlungsdämpfung, die letzte Reihe die nach der Formel

$$d = 8\left(\frac{\pi R}{\Lambda}\right)^2$$

berechneten Werte wieder.

Wenn die Mündung des Rohres frei im Raum lag, erhielt man

n	Λ	U_{min}	U_{max}	$d_{beob.}$
560	61	3	133	0,09
1120	31,2	10	80	0,5

Die Unterschiede zwischen den Dämpfungen im ersten und zweiten Falle liegen innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler.

Zusammenfassung,

Ausgehend von der Helmholtzschen Theorie der Luftschwingungen in Röhren mit offenen Enden, die dem Entweichen von Energie aus der Rohröffnnng Rechnung trägt, wird die Strahlungsdämpfung offener zylindrischer Efeifen berechnet. Sie ist dem Quadrat des Verhältnisses von Rohrradius zu Wellenlänge proportional. Es wird ferner gezeigt, daß die Strahlungsdämpfung proportional dem Verhältnis der Bewegungs- bzw. Druckamplituden im Minimum und Maximum ist. Diese Beziehung ermöglicht eine experimentelle Prüfung der Rechnung. Einige Meßergebnissen werden mitgeteilt.

(Eingegangen am 2. August 1924.)

Wolframrohrofen für sehr hohe Temperaturen.

Von W. Fehse.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung, Osram-Konzern.)

Inhalt: Beschreibung eines in längerem Betrieb praktisch bewährten Wolframrohrofens (konstruiert nach Angaben von M. Pirani und F. Skaupy) für Temperaturen bis 3000° C.

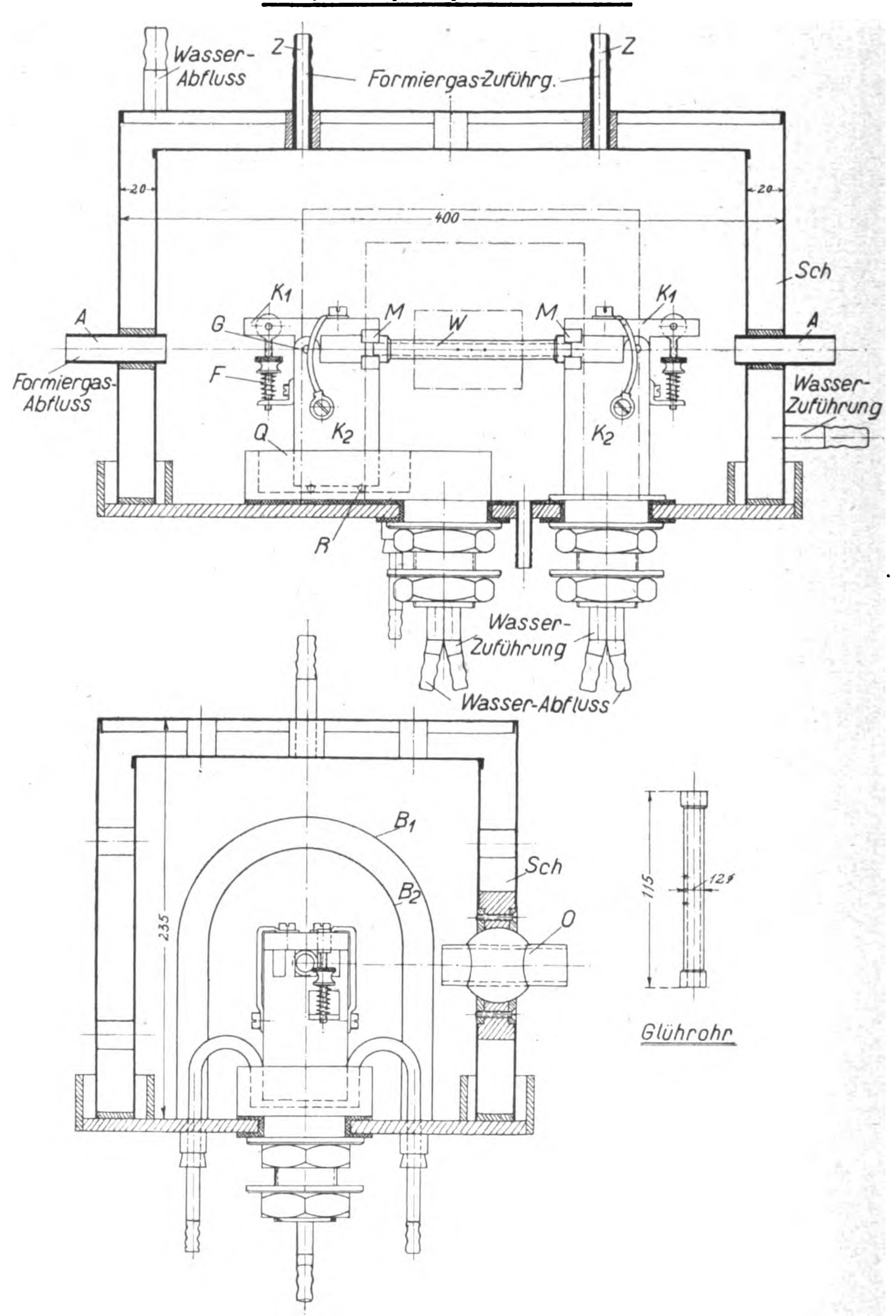
Das Wolframrohr (W) in Abb. 1 und 2 ist durch Ausbohren und Abdrehen eines aus Wolframpulver gepreßten und dann vorgesinterten Vierkantstabes hergestellt. Nach der Formgebung wird die Sinterung in einem Wolframdraht- oder -bandofen bei über 2000° C. fortgesetzt. Die endgültige Beschaffenheit erlangt das Rohr erst beim Erhitzen unter Strom auf 2500° C. Eine auf Rollen bewegbar angeordnete Kontaktbacke (K_1 K_2) ermöglicht eine spannungsfreie Lagerung des Wolframrohres auch bei Verlängerung infolge Wärmeausdehnung bei hohen Temperaturen. Die Abmessungen des Rohres sind etwa 12 mm Außendurchmesser, 100 mm Länge und 1 mm Wandstärke. In der Mitte glüht ein Stück von etwa 3 cm gleichmäßig; an den Enden herrschen bei 2500° C. Mittentemperatur noch 1100° bis 1200° C.

Der Strom wird durch die Kontaktbacken K_1 K_2 aus Kupfer zugeführt; davon ist die eine wie erwähnt mit Stahlrollen (R) versehen und in einem mit Quecksilber (Q) gefüllten Kasten frei verschiebbar angeordnet, die andere fest. Der Kasten und die feste Kontaktbacke sind wassergekühlt. Das obere Kontaktstück K_1 wird durch Wolframfedern (F) fest auf das Rohr gedrückt. Als Stromverbindung zwischen K_1 und K_2 sind außer dem Gelenk (G) noch Kupferseile angeordnet; dadurch wird eine Erwärmung der Federn durch Strom vermieden. In die Berührungsstellen der Kupferkontaktbacken (K_1 K_2) mit dem Wolframrohr (W) sind dicke Molybdänbleche (M) eingelassen. Die Temperatur an den Enden des Wolframrohres ist noch so hoch, daß bei Verwendung von Kupfer dies schmelzen würde.

Oberhalb des Rohres sind zwei Molybdänbleche (B_1 und B_2) als Strahlungsschutzbleche angeordnet.

Umgeben ist der Ofen von einem wassergekühlten Schutzkasten (Sch). Die Dicke des Kühlmantels beträgt 20 mm, die Außenabmessung 400·240·240 mm.

Beim Betrieb wird durch die Zuführungen (Z) des Schutzmantels ein reduzierendes oder indifferentes Gas geleitet. Hier wurde ein Gemisch von 25 % Wasserstoff und 75 % Stickstoff (das sogenannte „Formiergas") benutzt. Es durchfloß mit einer Geschwindigkeit von 600 l pro Stunde den Kasten. Das Formiergas strömt aus A aus. Diese Abflußöffnung ist so angebracht, daß durch sie das Rohrinnere (axial) gesehen werden kann (es sind entsprechende Aussparungen in den Kontaktbacken vorhanden). Eventuell kann das Rohr von hieraus fortlaufend mittels Schiffchenbeschickung benutzt werden. Im allgemeinen sind bei einmaliger Beschickung die Rohrenden durch eingepaßte Wolframpflöcke ausgefüllt; das Rohr behält dann auch an den Klemmstellen seine Form; bei offenem Rohr tritt dagegen leicht bei hohen Temperaturen trotz doppelter Wandstärke an den Enden ein Zusammenpressen auf. Die Temperatur T_w



Wolframofen für 3000° C.
Wasser-Abfluss
Z
Formiergas-Zuführg.
Z
20
400
20
Sch
K1
M
M
K1
A
G
W
A
F
Formiergas-Abfluss
Wasser-Zuführung
Q
K2
K2
R
Wasser-Zuführung
Wasser-Abfluss
B1
Sch
B2
O
235
115
12
Glührohr

Abb. 1 und 2.

im Inneren des Wolframrohres wird durch das Schaurohr *O*, das mittels Kugelgelenk in *Sch* befestigt ist, pyrometrisch beobachtet. Zu dem Zwecke ist in der Mittelzone das Wolframrohr mit einem etwa 1 bis 2 mm starken Loch versehen. (Da die Oberflächenbeschaffenheit der Rohre wechselt, ändert sich das Absorptionsvermögen (0,47 — 0,8) und es ist daher aus einer Außentemperaturmessung nicht die Temperatur im Innern zu bestimmen.)

Der Energiebedarf des Ofens ist im wesentlichen eine Funktion der Strahlung und daher je

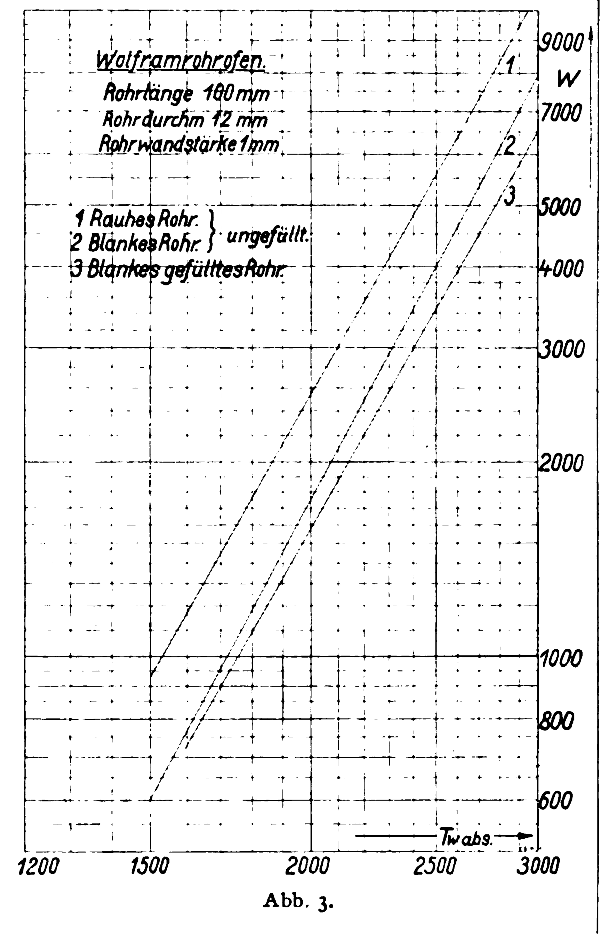


Abb. 3.

nach der Oberflächenbeschaffenheit des Wolframrohres sehr verschieden. Die größte Strahlung hat ein rauhes nicht ganz ausgesintertes Rohr. In vollständig trockener Gasatmosphäre bildet sich dann beim Glühen bei etwa 2500° C. eine annähernd glatte Oberfläche aus. Einen noch höheren Glanz kann man durch Polieren des bereits hoch gesinterten Rohres erzielen. Am besten definiert ist eine hochglanzpolierte Oberfläche. Ein weiterer wichtiger Faktor, der den Energiebedarf des Ofens sehr beeinflußt ist die Füllung des Rohres und zwar deswegen, weil sie den Strahlungsverlust des Ofens beeinflußt. Das Rohr hat nämlich infolge des starken Temperaturgefälles nach den Enden einen starken Strahlungsverlust im Inneren, den man folgendermaßen eliminieren und messen kann. Man füllt das Rohr mit einem Material, welches ohne die Wärmeleitungsverluste merklich zu ändern, die Innenstrahlung unterdrückt. Dazu eignet sich z. B. durch Zusammenballen von dünnem Wolframdraht hergestellte „Wolframwolle".[1] Die Kurven geben den Energiebedarf 1. für ein rauhes ungefülltes, 2. für ein blankes ungefülltes und 3. für ein blankes gefülltes Rohr an. Bei $T_w = 2500^0$ abs. ist das Energieverhältnis für die drei Rohre 1·7 : 1·25 : 1.

Die Tabelle gibt Volt und Ampère für ein blankes Rohr ohne Füllung wieder.

Tabelle.

Für blankes Rohr ohne Füllung.

Wandstärke 1 mm, Länge etwa 100 mm, Durchm. 12 mm.

T^0 abs. wahre	Ampère	Volt
1500	386	1,62
1600	414	1,87
1800	505	2,43
2000	585	3,08
2200	675	3,8
2400	765	4,6
2600	865	5,45
2800	975	6,4
3000	1080	7,4

In sämtlichen bisherigen Angaben sind die Wärmeleitungsverluste, die Konvektionsverluste und die Zuführungsverluste enthalten. Um die reinen Konvektionsverluste an einem gleichmäßig glühenden Stück festzustellen, wurde bei einem gefüllten Rohr Spannungsabzweigungen in je 10 mm Entfernung von dem Mittelloch angebracht und der Energiebedarf dieses gleichmäßig glühenden Stückes zu dem von reinem Wolfram im Vakuum in Beziehung gesetzt; man fand, daß die Konvektionsverluste bei 2500° abs. etwa 10% betrugen.

Der Ofen verträgt eine Temperatur von 3300° abs. für längeren Betrieb. Bei höheren Temperaturen treten häufig Störungen, besonders an den Kontakten, ein.

[1] Die Außenstrahlung kann gleichfalls vermindert werden durch Umgeben des Rohres mit Wolframwolle, doch erschwert dies den Zusammenbau.

(Eingegangen am 6. August 1924.)

Mitteilungen aus Technik und Industrie.

Das elektrische Schmelzen von Quarz nach dem Vakuum-Kompressionsverfahren.

Von Hugo Helberger, München.

Der geschmolzene Quarz hat bekanntlich vorzügliche optische und physikalische Eigenschaften; das Problem Quarz rationell glasklar und blasenfrei zu schmelzen, hat daher schon viele beschäftigt; es sind zahlreiche Verfahren bekannt geworden, die zum Ziele führen sollten.

Auch Verfasser wurde veranlaßt, mit seinen elektrischen Schmelzöfen Quarzschmelzversuche anzustellen, die, nach Beseitigung vieler Schwierigkeiten, zum vollen Erfolge führten.

Da die Bekanntgabe dieses Verfahrens für manche von Interesse sein könnte, soll es hier beschrieben werden.

Die Schmelztemperatur des Quarzes liegt bekanntlich über 2000⁰. In den Helberger-Schmelzöfen (Abb. 1) ist diese Temperatur leicht zu erreichen. Schwieriger war unter anderem die Tiegelfrage zu lösen. Die Verwendung von reinen Kohle- oder Graphittiegeln färbte den Quarz und diese mußten daher ausgeschaltet werden. Um geeignetes Tiegelmaterial zu finden, wurden bekannte Metalloxyde und andere schwer schmelzbare Stoffe mit schmelzendem Quarz in Berührung gebracht. Viele solcher Materialien

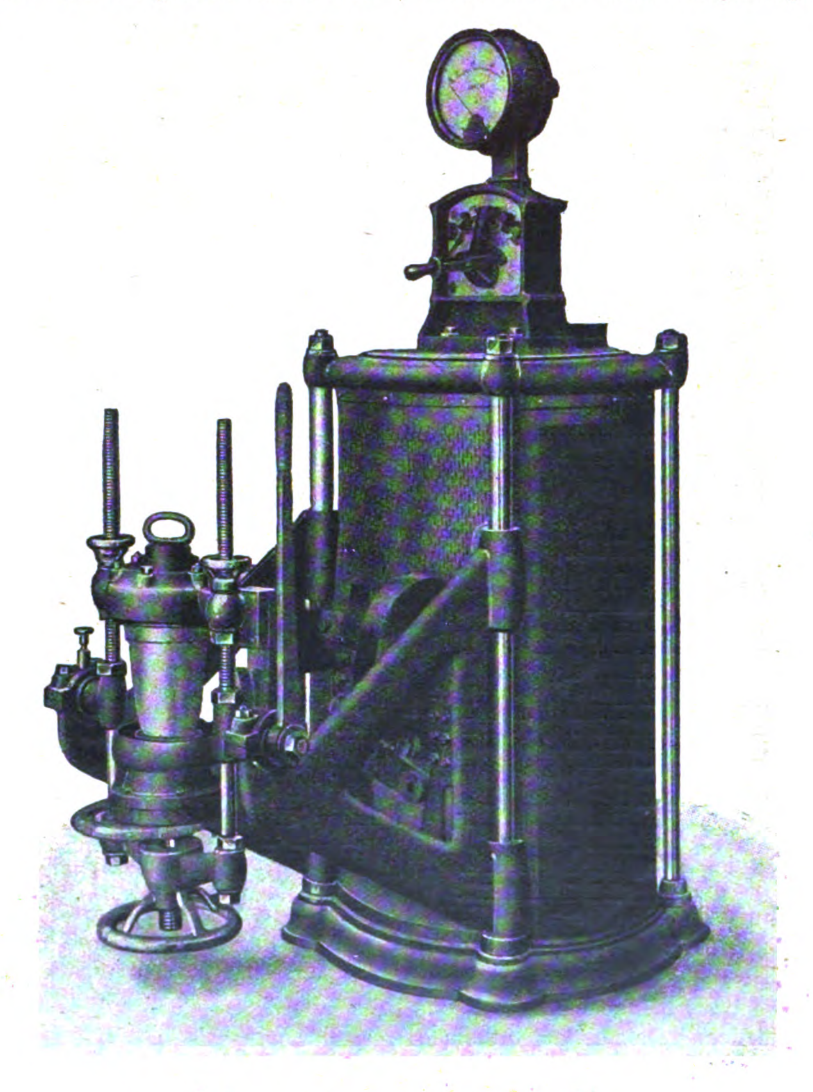


Abb. 1. Helberger-Schmelzofen.



bildeten mit Quarz Schmelzfluß, andere färbten denselben, z. B. Wolfram; wieder andere, wie Thoriumoxyd, schienen geeignet, wurden aber von dem Kohletiegel angegriffen.

Lediglich ein Stoff wurde gefunden, der sich weder mit dem Quarz verband, noch durch Kohle beeinflussen ließ, nämlich Siliziumkarbid. Die Verwendung des Siliziumkarbides als Tiegelmaterial ist Gegenstand des D. R. Patent Nr. 288417 vom 10. Januar 1914 und hat folgenden Anspruch:

„Verfahren zum Schmelzen von Quarz dadurch gekennzeichnet, daß der Quarz während der Schmelzung lediglich mit pulverförmigem Siliziumkarbid, oder einem anderen mit Kieselsäure bei der Schmelztemperatur nicht sich umsetzenden und nicht in sich zusammenschmelzenden Pulver in Berührung ist, zum Zwecke, die Verunreinigung der Schmelze und das Springen des Schmelzlings beim Erkalten zu verhüten."

Durch die Verwendung solcher Siliziumkarbidtiegel wurde ein großer Fortschritt erreicht; es gelang, Quarz glasklar zu schmelzen, jedoch noch nicht blasenfrei. Durch die Überlegung, daß die Luftblasen in dem geschmolzenen Quarz bei der hohen Erstarrungstemperatur von fast 2000° einen viel größeren Raum einnehmen, also bei gewöhnlicher Temperatur ihr Raum beinahe luftleer ist, kam der Gedanke, die Erstarrung des Quarzes in einem mit komprimierten Gasen angefülltem Raume



Abb. 3. Quarzschmelzling (500 g Gewicht, 12 cm Durchmesser).

vor sich gehen zu lassen; (die Kompression sollte nicht allein dazu dienen die Luftblasen zu verkleinern, sondern auch etwa sich aus Siliziumoxyddämpfen bildende Blasen zu absorbieren.) Ferner aber ginge man, um die Luftblasenbildung von vorne herein möglichst zu verhindern, dazu über erst den Schmelzraum luftleer zu pumpen.

Dieses Verfahren wurde im Jahre 1911 zum Patent angemeldet und in Deutschland vom 10. Dezember 1913 ab patentiert.

Die beiden Patentansprüche haben folgenden Wortlant:

1. Verfahren zum Schmelzen von Quarz dadurch gekennzeichnet, daß derselbe in einem Raum elektrisch geschmolzen wird, der solange ausgepumpt wird, bis der Quarz flüssig ist, und der mit gepreßtem Gas gefüllt wird, sobald der Quarz geschmolzen ist und mit gepreßtem Gas gefüllt bleibt, bis der Quarz erstarrt ist. Dies zu dem Zweck, ein blasenfreies Schmelzgut zu erhalten.

2. Verfahren zum Schmelzen von Quarz nach Anspruch 1, bei dem der der Leere folgende Gasdruck so bemessen ist, daß er die eingeschlossenen Gasblasen zwingt, den Raum einzunehmen, den sie bei gewöhnlicher Temperatur eingenommen hätten. Dies zu dem Zweck, Innenspannungen in dem Schmelzgut zu vermeiden.

Der neuerbaute elektrische Schmelzofen (Abb. 2) besteht in der Hauptsache aus einem Stufentransformator und dem Vakuum-Druckbehälter, der die Kontakt

Abb. 2. Quarzschmelzofen nach dem Vakuum-Kompressionsverfahren.

für den Tiegel in seinem Innern aufnimmt. Der Behälter besitzt außerdem die nötigen Sicherheitsventile, Kühlung durch Wasser, das den Behälter während des Betriebes fortwährend mit einem dünnen Wassermantel umgibt, ferner ein Guckloch mit einer Quarzlinse und Manometer für Druck und Barometer für Luftleerekontrolle.

Vermittels einer Rotationspumpe wird der Behälter luftleer gehalten, während der Druck durch aus Stahlflaschen zugeführte Preßgase erzeugt wird. Schon die ersten Versuche zeitigten schöne Ergebnisse. Es konnten innerhalb 20 Minuten glasklare, blasenfreie Stücke bis 500 g und 12 cm Durchmesser geschmolzen werden. (Abb. 3) zeigt ein solches Stück.

Die ersten glasklaren Stücke wurden Weihnachten 1913 in diesem Ofen erschmolzen. Die Untersuchung und das Schleifen dieser Stücke erfolgte durch Herrn Prof. Steinheil, München. Herr Prof. Steinheil hatte das größte Interesse an diesen Versuchen; es sei ihm an dieser Stelle der Dank für seine vielen Bemühungen und Anregungen ausgesprochen.

Leider enthielten diese Stücke teilweise Schlieren, es können aber nur schlierenfreie Stücke für viele optische Zwecke verwendet werden. Unter Schlieren versteht man bekanntlich unregelmäßige Lichtbrechungen im Glas, welche von Spannungsverschiedenheiten, Unreinlichkeiten resp. ungleichmäßigen Zusammensetzungen des Glasflusses herrühren und die den mit solchen Schlieren behafteten Glasfluß für die meisten optischen Zwecke ausschließen.

Man sollte annehmen, daß in dem reinen Bergkristall die Entstehung solcher Schlieren ausgeschlossen sei, jedoch ist der Kristall nicht so rein, wie es scheint, sondern er enthält mikroskopisch kleine Wassertröpfchen und Kohlensäure, Kochsalz und kleine Glaspartikelchen. Letztere beiden genügen vollständig zur Schlierenbildung, während erstere zur Blasenbildung Veranlassung geben.

Um also optisch einwandfrei geschmolzenes Material zu erhalten, wäre es nötig, die zu schmelzenden Stücke vorher genau zu untersuchen und nur Stücke zu wählen, bei denen keinerlei Einschlüsse nachweisbar sind.

Auch wurde schon bei den Anfangsversuchen festgestellt, daß Bergkristalle verschiedener Herkunft ganz verschiedene, aber in ihrer Verschiedenheit gleichmäßige Resultate ergaben.



Abb. 4. Sammluug von Quarzkristallen verschiedener Herkunft.

So verhielt sich der Gotthardquarz wesentlich anders wie der Madagaskarquarz. Ebenso verschieden benahmen sich Kristalle von Frankreich und von Brasilien.

Um die geeignetsten Steine zu erhalten, wurden Proben aus allen in Betracht kommenden Ländern beschafft; Abb. 4 zeigt einen Teil aus dieser Sammlung.

Es konnte festgestellt werden, daß sich Quarzkristall, aus Brasilien und dem Gotthard stammend, am besten zum Schmelzen eigneten.

Dem eigentlichen Schmelzprozeß muß die geeignete Zubereitung des Schmelzgutes und die Präparation der Tiegel vorausgehen. Es könnten nun vollständige Kristalle in ihrer Urform eingesetzt werden; wenn indessen die Kristalle heiß werden, springen sie in kleine Teile, die explosionsartig an die Wände des Tiegels anprallen. Es kommt so vor, daß Tiegelpartikelchen abgerissen werden und in das Schmelzgut gelangen. Um diese Verunreinigungen zu vermeiden, ist es besser, die Kristalle erst in einem Separattiegel auf ca. 600° zu erhitzen. Die zersprungenen Teile werden dann ausgesucht und die besten Stücke in den Einsatztiegel gefüllt.

Diese Einsatztiegel wurden anfangs nach dem Patent Nr. 288417 ausgestattet, später wurde mit mehr Erfolg der Tiegel selbst siliziert. Diese Silizierung geschieht im gleichen Ofen dadurch, daß Abfallquarz darinnen geschmolzen wird. Je besser die Silizierung ist, um so besser wird das Schmelzgut.

Der Einsatztiegel mit den Quarzstückchen wird, wie (Abb. 5) zeigt, unter dem glockenförmig zwischen den Kontakten befindlichen Heiztiegel eingesetzt. Der Heiztiegel ist ebenfalls innen siliziert.

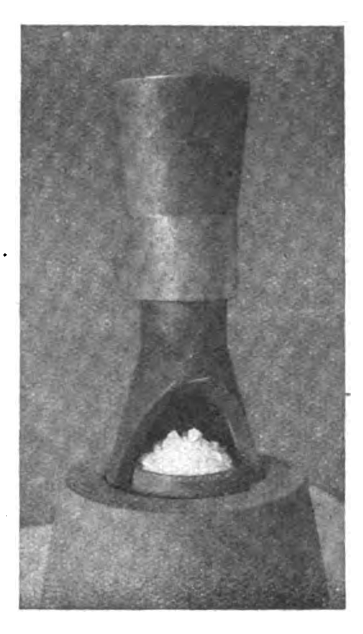


Abb. 5. Einsatztiegel mit Quarzstückchen im Heiztiegel.

Nach luftdichtem Verschließen des Ofens wird der Strom eingeschaltet und das Vakuum hergestellt. Durch Versuche ist genau festgestellt, wie lange und wie stark die elektrische Energie einwirken muß, um den Prozeß auszuführen. Die Vakuumpumpe arbeitet während der ganzen Schmelzperiode, da sie nicht allein die Blasenbildung verhindern, sondern auch die sich bildenden Gase absaugen muß, denn die kleinste Unreinlichkeit trübt den Quarz. Ist das Gut geschmolzen, dann wird die Vakuumpumpe abgestellt und es wird, ohne daß der elektrische Strom unterbrochen wird, das komprimierte Gas eingelassen. Je höher der Druck, um so besser das Ergebnis. Gewöhnlich wurde mit 20 Atmosphären gearbeitet. Es kann jetzt der elektrische Strom unterbrochen werden, jedoch hat die Erkaltung unter Druck zu erfolgen.

Die Stromverhältnisse sind so zu wählen, daß die Energie gerade genügt die einzelnen Kristalle zum Zusammenfließen zu bringen. Ein Zuwenig verhindert das Zusammenfließen, während ein Zuviel die Charge blasig macht. Überhitzter Quarz verdampft nicht nur an der Oberfläche, es bilden sich vielmehr auch in seinem Innern Dampfblasen; diese können so überhand nehmen, daß eine schaumige Quarzmasse entsteht, die wie Bimsstein auf dem Wasser schwimmt.

Vielleicht wird dieses Produkt noch einmal als überaus feuerfestes Wärmeisolationsmittel eine Rolle spielen, wenn man dazu übergeht, dasselbe fabrikationsmäßig im großen Umfange darzustellen. (Wenn eine solche schaumige Masse gewünscht wird, darf natürlich kein Druck vorhanden sein, sondern möglichst Luftleere.) Über den Stromverbrauch gibt das Resultat von 35 Schmelzungen à 500 g Aufschluß. Er betrug **884** Kilowattstunden, also eine Schmelze **25** Kilowattstunden, es werden somit für 1 kg Quarzgut 50 Kilowattstunden benötigt. Bei größeren Chargen ändert sich der Stromverbrauch in günstiger Weise, es kann somit die Fabrikation von glasklar geschmolzenem Quarz nach obigem Verfahren rationell betrieben werden.

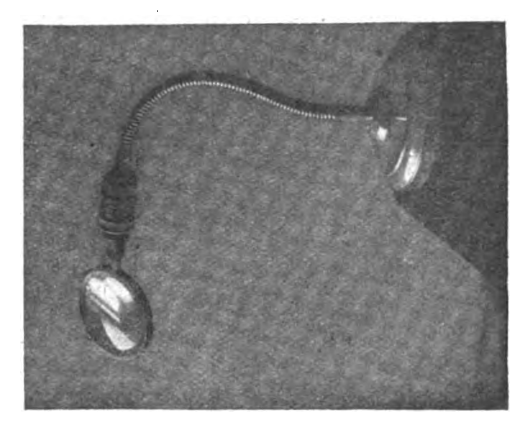


Abb. 6. Quarzlinse zu medizinischen Bestrahlungszwecken.

Im Jahre 1914 erwarb die Firma C. P. Goerz, Berlin-Friedenau einen solchen elektrischen Vakuumkompressionsofen zur Herstellung glasklarer Quarzstücke für einen Spezialzweck. Der Kriegsausgang zwang die Firma von der weiteren Verfolgung ihrer Versuche abzusehen und die Fabrikation von glasklargeschmolzenem Quarz wurde durch die Folgeerscheinungen des Krieges leider in den Hintergrund gedrängt. Die günstigen optischen Eigenschaften des glasklar geschmolzenen Quarzes sind in Fachkreisen längst bekannt; besonders hervorzuheben ist die nahezu vollständige Durchlässigkeit für alle Strahlen des Sonnenspektrums. Während das gewöhnliche Glas die heilkräftigen ultravioletten Strahlen absorbiert, werden diese von Quarzscheiben nicht aufgehalten und können ihre gesunden Wirkungen

auch in geschlossenen Räumen zur Geltung bringen. Im Interesse der Gesundheit wäre es daher sehr wünschenswert, daß in jedem Wohnraum und in jedem Sanatorium die Fenster aus Quarzglas hergestellt würden. Auch in Gewächshäusern dürfte

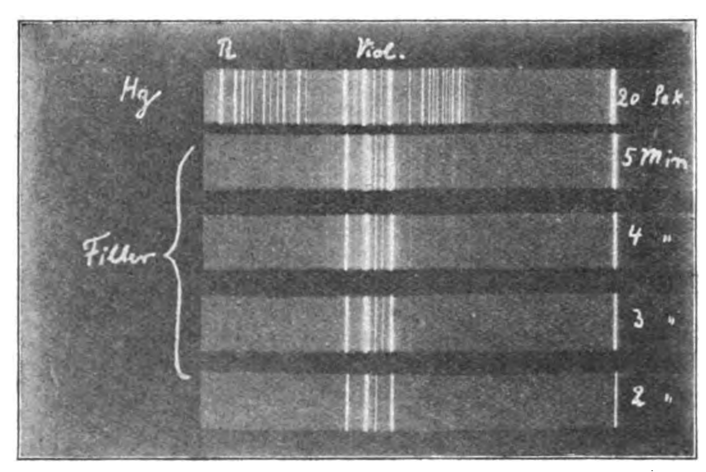


Abb. 7. Lichtdurchlässigkeit einer Quarzlinse mit Silberfilter.

die Anwendung von Quarzgläsern für das Wachstum der Pflanzen große Bedeutung besitzen. Ebenso üben große Linsen aus Quarzglas mit entsprechendem Filter, wie schon der Däne Finsen entdeckt hat, auf viele krankhafte Gebilde eine heilende Wirkung aus. (Abb. 6) zeigt eine mit einem Silberfilter versehene Quarzlinse in Verbindung mit einem leicht verstellbaren Stativ, von der praktische Versuche vorliegen.



Abb. 8. Verschiedene Linsen aus geschmolzenem Glas.

Fettgeschwulste, die vom Arzt durch chirurgischen Eingriff beseitigt werden sollten, verschwanden innerhalb zehn Tagen bei täglich $^1/_4$ stündiger Sonnenbestrahlung. Diese Linsen werden mit einem Silberfilter, der die roten und ultraroten, also die sogenannten Wärmestrahlen nicht durchläßt, versehen. Das Spektrum (Abb. 7), welches bei C. P. Goerz, Berlin, aufgenommen ist, zeigt die Durchlässigkeit der ultravioletten Strahlen einer solchen Linse; Goerz schreibt hierzu am 24. Juni 1916:

„Wir sandten Ihnen eine Quarzlinse mit Ultra-Violett-Filter, sowie eine Kopie des durchgelassenen Spektrums. Zu Ihrer Orientierung teilen wir ergebenst mit, daß das vorliegende Filter den Spektralbereich etwa zwischen 450 bis 300 Mill. mm durchläßt, entsprechend dem wirksamsten violetten und ultravioletten Teil des Sonnenlichtes. Anders gewünschte Durchlässigkeiten lassen sich leicht herstellen. Außer dem genannten Bereich geht auch noch ein schmaler Bezirk gelbroten Lichtes hindurch, der jedoch nicht stören dürfte, der gesamte rote und ultrarote Bezirk (Wärmestrahlen) wird absorbiert.

Wir teilen ihnen noch weiter zur Orientierung mit, daß geschmolzener Quarz für den in Betracht kommenden Teil dieselbe Durchlässigkeit besitzt wie Bergkristall. Ein kleiner Unterschied bezüglich der Durchlässigkeit ist erst bei Wellenlängen um 200 mm Mill. herum bemerkbar, das ist ein Bereich, der für Sonnenstrahlung und die sonst in der Medizin gebräuchlichen Lichtquellen, z. B. Quarzlampen und Lichtbögen, nicht mehr in Betracht kommt."

Herr Prof. K. Fischer von der techn. Hochschule, München, welcher ebenfalls diesem Quarzschmelzverfahren größtes Interesse entgegenbrachte, schreibt über die physikalischen Eigenschaften des geschmolzenen Quarzes unterm 25. Oktober 1919 wie folgt:

„1. Wie ich Ihnen schon seinerzeit sagte, ist es eine alte Erfahrung, daß Quarz unser bestes Isolationsmaterial ist, und es war nur die große Schwierigkeit immer die, den Quarz bequem schmelzen und verarbeiten zu können. Auch als Konstruktionsmaterial scheint mir geschmolzener Quarz hervorragend für viele Zwecke, während Hartgummi, Bernstein — Paraffin garnicht zu erwähnen — wegen ihrer Erweichbarkeit, chemischen Angreifbarkeit oder wegen der Schrumpfungserscheinungen bei großen Temperaturänderungen ein sehr schlechtes Isolations-Konstruktionsmaterial abgeben.

2. Scheint mir geschmolzener Quarz wegen seiner außerordentlich geringen Ausdehnung für viele Zwecke jedem anderen Material überlegen. Der Ausdehnungskoeffizient für

Messing beträgt z. B. 0,000 019
Eisen „ 0,000 011
Platin und Glas 0,000 009
während geschmolzener Quarz 0,000 000 54,

also nur $^1/_{20}$ stel jenes des Glases beträgt. Dabei ist hier geschmolzener Quarz dem natürlichen kristallinischen um gleichfalls etwa das 20 fache überlegen — je nach der Achsenrichtung ist kristallinischer Quarz verschieden ausdehnbar.

3. Ein großes Anwendungsgebiet sehe ich in den jetzt so wichtig gewordenen Endmaßen, die

durch geschmolzenen Quarz wegen dessen geringer thermischer Ausdehnung und wegen der großen Polierfähigkeit dem Stahl gegenüber, in dem ohnehin die Schweden uns noch übertreffen, ihre definitive Lösung finden könnten, jedenfalls für Maße, welche etwa bis zu 10 cm lang sind. Seine Durchsichtigkeit ist hier von großem Vorteil."

Wie schon erwähnt, mußten die Arbeiten an der rationellen Ausnützung dieses Verfahrens infolge des Krieges und dessen Folgen sehr eingeschränkt werden.

Während des Krieges war strengste Geheimhaltung aus naheliegenden Gründen geboten, während in der Kriegsnachzeit, an der wir ja heute noch zu leiden haben, die Unternehmungen, die für diese Spezialfabrikation in Betracht kommen, mehr für die Umstellung ihres Betriebes mit vorhandenen Maschinen Interesse hatten, als für den immerhin kostspieligen Ausbau eines neuen Fabrikationszweiges.

Es wäre zu hoffen, daß jetzt nach dem Ausbau der Wasserkräfte auch Quarzschmelzanlagen entstehen würden, damit dieses kostbare Gut nicht vom Ausland eingeführt zu werden braucht.

Abb. 8 zeigt verschiedene geschliffene Linsen, aus elektrisch geschmolzenem Quarz stammend!

(Eingegangen am 4. Juli 1924.)

Berichtigung.

Beitrag zur Theorie der Kondensatorapparate, zur Erzeugung hoher Gleichspannung für Röntgenzwecke.

Von M. Jona.

Die in meiner gleichnamigen Arbeit aufgestellten Gleichungen zur Analyse der Vorgänge in der Kondensatorschaltung sind, wie schon aus der Reihenentwicklung der Cosinusglieder für kleine t_1 und t_2 hervorgeht, nur erste Annäherungen, die es ermöglichen, einen raschen Überblick über die Verhältnisse zu gewinnen. Diese Annäherung schließt die weitere mit ein, daß die Röhrenstromstärke klein ist gegenüber dem vom Transformator in der Ladezeit gelieferten Strom J, der daher einfach als Ladestrom bezeichnet wurde. Diese Voraussetzung ist für größere Röhrenstromstärken nicht mehr gut erfüllt. Unterscheidet man den Transformatorstrom während der Ladezeit J vom wirklichen Ladestrom des Kondensators, so müßte Gleichung (4) wie folgt lauten:

$$(J - J_R)(t_1 + t_2) = C(V_2 - V_1).$$

Nach entsprechender Änderung der übrigen Gleichungen verliert die graphische Auflösung von Gleichung (8') ihre übersichtliche Einfachheit. Die Durchrechnung ergibt eine für das Wesen der Vorgänge unerhebliche Änderung der ohnehin nur näherungsweise gültigen numerischen Werte. Sie führt aber z. B. für die auf S. 411 aus der Ladestromstärke berechneten effektiven Stromstärke zu einer besseren Übereinstimmung mit dem Meßresultat nämlich: zu $J_{eff.} = 19{,}4$ mA (anstatt 17,9).

Wissenschaftliche Nachrichten.

Preisausschreiben für ein wärmewirtschaftlich-pädagogisches Merkblatt.

Aufgabe. Mit geringerer Kohle besser zu heizen, ist eine Lebensfrage des deutschen Volkes. Sie kann nur gelöst werden, wenn alle mitwirken. Auch an die Schulen ist der Ruf zur Mitarbeit ergangen. Es handelt sich darum, brennstoff- und wärmewirtschaftliche Gedankengänge in alle Lehrfächer mit einzuflechten, also beispielsweise:

in den Geschichtsunterricht den Hinweis auf die Umgestaltung der Machtverhältnisse und des Kulturlebens durch die Kohle, Entstehung der Industriestaaten, —

in den Erdkundeunterricht den Einfluß der Kohlenlagerstätten auf die Bevölkerungsdichte und die Verkehrsverbindungen, —

in den Rechenunterricht die Anwendung der Regeldetri auf den Vergleich zwischen Anschaffungs- und Betriebskosten von Feuerungs- und Heizeinrichtungen, auf einfache Kostenvergleiche der Wärmeeinheit in Gestalt verschiedener Brennstoffe, auf die multiplikative Wirkung der Ersparnisse des Einzelnen für die ganze Nation usw. usw. —

in den Deutschen Unterricht zweckmäßige Aufsatzthemen über den Weg der Kohle vom Fundort bis zum Verbrauch und die Bedeutung der Brennstoffe, belehrende und fesselnde Darstellungen aus dem Gebiete der Brennstoff- und Wärmeerzeugung und -Verwendung als Lesestoff usw, —

in den Naturkundeunterricht die Anwendung der Naturgesetze auf Bedienung der Feuerung, Schornsteinzug, Wärmedurchgang usw. usw.

Alles dies sind nur Andeutungen und Beispiele. Das Feld, um das es sich etwa handelt, ist näher erläutert in Schriften wie: „Erziehung zur sparsamen Brennstoffverwendung", herausgegeben von der Hauptstelle für Wärmewirtschaft, Darmstadt, Heidelbergerstraße 129, — „Wärmewirtschaft des Hausbrandes im Unterricht unserer Schulen" im Auftrage des Reichskohlenrates bearbeitet von J. Riedl, städtischer Schuldirektor München. Verlag Albert Mahr, München 1922, u. a. m.

Da es unmöglich ist, diese Gedankengänge in den bestehenden Leitfäden und Lehrbüchern ohne weiteres aufzunehmen und schnell genug zu verbreiten, so handelt es sich darum, ein kurzes Merkblatt für den Lehrer zu schaffen, das nach den verschiedenen Unterrichtsgegenständen geordnet ist und 1. stichwortartig die Gedankengänge andeutet, die den Schüler zu besserem Verständnis des Wertes der Brennstoffe und der Bedeutung des Haushaltens mit ihnen führen sollen; 2. genaue Angaben (z. B. Rechenaufgaben) und genaue Hinweise (z. B. Buchtitel, Buchverleger, Seitenzahl, Preis des Buches oder der Schrift, Aufsatz, Zeitschrift, Jahrgang, Heftnummer, Bezugsschrift usw.) enthält, wo die Unterlagen zu finden sind, die man dem Unterricht ohne große Kosten zugrunde legen kann.

Preise. Für die beste Lösung dieser Aufgabe setzt der Reichskohlenrat in Verbindung mit dem Preußischen Ministerium für Unterricht, Kunst und Volksbildung drei Preise von 500, 300 und 200 Mark aus.

Beteiligung. Die Beteiligung an dieser Bewerbung steht jedermann frei.



Bedingungen. Der Text nebst allen Beispielen, Aufgaben, Nachweisen usw. soll in gutem kurzem Deutsch, wo angängig stichwortartig, abgefaßt und ohne weiteres klar verständlich, besonders sorgfältig und übersichtlich gegliedert und gut leserlich sein und nicht mehr Raum in Anspruch nehmen als etwa 1600 Worte. Er muß mindestens in zweifacher Ausfertigung eingesandt werden (Original und Durchschlag). Der Bewerber oder die Bewerberin darf aus der Einsendung nicht zu erkennen sein; vielmehr muß die Bewerbung mit einem Kennwort versehen sein, und ein Briefumschlag, der als Aufschrift dieses Kennwort trägt und einen Zettel mit Namen und Anschrift des Einsenders enthält, ist der Bewerbung verschlossen beizufügen. In dieser Form ist die Bewerbung dem Technisch-wirtschaftlichen Sachverständigenausschuß für Brennstoffverwendung beim Reichskohlenrat, Berlin W. 62, Wichmannstraße 19, bis spätestens zum 1. Dezember zu übermitteln, da später eintreffende Bewerbungen nicht berücksichtigt werden können.

Preisgericht. Das Preisgericht setzt sich zusammen aus: 1. Ministerialrat Professor Dr. Metzner, als Vertreter des Preußischen Ministeriums für Unterricht, Kunst und Volksbildung; 2. Studienrat Hans Matthée, als Vertreter der Preußischen Staatlichen Hauptstelle für den Naturwissenschaftlichen Unterricht; 3. Rektor Willy Müller, als Vertreter des Deutschen Lehrervereins; 4. Direktor der Beuthschule (Berlin) C. Volk, als Vertreter des Deutschen Ausschusses für technisches Schulwesen; 5. Professor Eberle, Leiter der Hauptstelle für Wärmewirtschaft; 6. Schuldirektor Riedl, Geschäftsführer des Bayerischen Wärmewirtschaftsverbandes; 7. dem unterzeichneten Vorsitzenden oder Geschäftsführer des Sonderausschusses des Reichskohlenrates für Hausbrandfragen.

Rechte und Pflichten des Preisgerichtes. Das Urteil dieses Preisgerichtes ist endgültig unter Ausschluß des Rechtsweges. Das Preisgericht ist berechtigt, die Preise anders zu staffeln. Das Ergebnis wird auf dem gleichen Wege wie dieses Preisausschreiben mit den Namen der Preisträger veröffentlicht. — Jedes preisgekrönte Merkblatt wird dadurch Eigentum des Reichskohlenrates. Es kann mit Zustimmung des Preisgerichtes verkürzt oder ergänzt werden. Das Preisgericht hat das Recht, auf Grund der preisgekrönten Bewerbungen mit Benutzung auch anderer eingelaufener Bewerbungen ein Mustermerkblatt zusammenzustellen. — Irgendwelche Rückfragen können an den Sachverständigenausschuß für Brennstoffverwendung beim Reichskohlenrat (Postanschrift siehe oben) gerichtet werden.

Der Preußische Minister für Unterricht, Kunst und Volksbildung.
Boelitz.

Reichskohlenrat,
Sonderausschuß für Hausbrandfragen.

zur Nedden, Geschäftsführer. Bolstorff, Vorsitzender.

Personalnachrichten.

Karlsruhe. Professor Dr. Arthur Kessner, Vorstand der Versuchsanstalt der Deutschen Maschinenfabrik A.-G. (Demag) Duisburg, wurde als o. Professor auf den Lehrstuhl für Mechanische Technologie, Eisenhüttenkunde und Materialprüfung an der Technischen Hochschule zu Karlsruhe berufen.

München. O. Professor an der Universität Jena Dr.-Ing. Winfried Schumann wurde vom 1. Oktober an zum etatmäßigen ordentlichen Professor für theoretische Elektrotechnik in der Maschineningenieurabteilung der Technischen Hochschule zu München ernannt.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Am 24. August 1924 ist unser Mitglied
Herr Dr.-Ing. **Georg Mühlschlegel,**
Mannheim, infolge eines Unglücksfalles verschieden.
Wir werden sein Andenken stets in Ehren halten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.
G. Gehlhoff, 1. Vorsitzender.

Unsere Gesellschaft beteiligte sich an einer Entschließung der technischen und wissenschaftlichen Vereine, insbesondere auch des Deutschen Verbandes Technisch-wissenschaftlicher Vereine zur Neuordnung des preußischen höheren Schulwesens, die wir nachstehend wiedergeben:

Entschließung
betreffend: Stellungnahme zur ministeriellen Denkschrift: Die Neuordnung des preußischen höheren Schulwesens.

Die unterzeichneten Vereine und Verbände erkennen in der in der Denkschrift behandelten Neuordnung der preußischen höheren Schulen eine schwere Gefährdung unseres gesamten deutschen Bildungswesens. Einmütig erheben sie dagegen schärfsten Einspruch. Hierzu führen sie insbesondere folgendes an:

Die allseitig beklagte Leistungsminderung der Schüler ist weniger auf grundsätzliche Mängel des bestehenden höheren Schulwesens zurückzuführen, als auf die abnormen Zeitzustände im letzten Jahrzehnt. Für sich allein kann daher selbst eine gute Reform der Schule, welch letztere nur ein Faktor der Erziehung ist, zurzeit nur wenig bessern. Eine umfassende Neuordnung ist schon deshalb bedenklich, weil sie den Leistungsgrad der Schule auf Jahre hinaus untragbar beeinträchtigen kann.

Besonders bekämpft wird die Bildung von vier streng geschiedenen Schularten. Die Reformer haben dabei mehr die Schule als die Schüler im Auge gehabt und sind nicht von den zahlenmäßig belegbaren Forderungen ausgegangen, die das praktische Leben an jede höhere Bildung stellt. Die scharfe Trennung der Schularten wird den praktischen Bedürfnissen noch weniger gerecht, als die bisherige Einteilung in drei weniger und anders differenzierte Schultypen. Zumeist ist der Schüler aus zwingenden örtlichen Gründen auf eine bestimmte Anstalt angewiesen. Im Idealfalle sollte jedem Schüler die seinen Anlagen entsprechende Ausbildung gewährt werden. Das wird um so weniger erreicht, je einseitiger das „besondere Bildungsideal" der Einzelanstalt im Sinne der Denkschrift betont wird. Da-

gegen ging die natürliche Entwicklung in den letzten Jahrzehnten dahin, daß die drei gleichberechtigten Schularten (Gymnasium, Realgymnasium, Oberrealschule) durch Ersatzunterricht, wahlfreie Kurse usw. einander immer mehr angeglichen wurden und einer gewissen Einheitlichkeit zustrebten.

Das neue künstliche System beschränkt die Freizügigkeit der Schüler noch mehr, als das bisher der Fall war, und die Berufsentscheidung wird in einem viel zu jungen Alter erforderlich. Die Vorbildung wird einseitiger; noch fremder als bisher stehen sich die einzelnen Gruppen der Gebildeten gegenüber. Die freie Wahl des Studiums und des Berufs ist eingeengter denn je oder mit großen, heute untragbaren Opfern an Zeit zum Ausfüllen der Lücken der Ausbildung verbunden. Mit Recht wird gefordert, daß die bisherige Schuldauer von 12 Jahren als Vorbereitung auf ein Studium nicht überschritten wird. Dem neuen System der Denkschrift zuliebe darf auch der gewordene Grundcharakter jeder Schulgattung nicht willkürlich verändert werden. Insbesondere geht nicht an, daß z. B. die beliebten Reform-Realgymnasien durch einen Federstrich in neusprachliche Gymnasien umgewandelt werden.

Ebenso willkürlich und der Entwicklung zuwiderlaufend ist die Stundenverschiebung in den einzelnen Lehrfächern. Die Urheber der Denkschrift gehen dabei von ihrer einseitigen geschichtlich-philologisch-philosophischen Einstellung aus. Sie glauben, daß das Zeitalter der Technik und der Wirtschaft jetzt durch ein ihnen näherliegendes geschichts-philosophisches abgelöst werde! Den mathematisch-naturwissenschaftlichen Fächern stehen sie völlig fremd gegenüber und mißdeuten daher gelegentliche Äußerungen hervorragender Vertreter dieser Richtung. Infolgedessen müssen die mathematisch-naturwissenschaftlichen Fächer die hauptsächlichen Kosten der Stundenverschiebung zugunsten der „kulturkundlichen" Fächer tragen. Dieser neu geprägte Begriff wird willkürlich und verwirrend auf die Lehrfächer: Deutsch, Religon, Geschichte, Erdkunde beschränkt. Die exakten Wissenschaften fordern aber die gleiche Stellung, denn sie sind zur Schulung im formal-logischen und kausalen Denken unentbehrlich, zudem ein Hauptfundament unserer heutigen Kultur. Der größte Teil der vor der Reifeprüfung Abgehenden und mehr als die Hälfte aller Studierenden an sämtlichen preußischen Hochschulen bedarf nachweisbar einer stärkeren mathematisch-naturwissenschaftlichen Grundlage, als die Reform sie zuläßt. Auch die übrigen Gebildeten müssen mehr als bisher die exakten Wissenschaften pflegen; sie kommen sonst nicht zum vollen Verständnis der Gegenwart. — Gefordert muß daher werden, daß der Unterricht in Mathematik und Naturwissenschaften als Kernunterricht betrachtet und in dem nach den sachverständigen Vorschlägen des Deutschen Ausschusses für mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht festgestellten Umfang durchgeführt wird.[1])

Der inneren Reform, der Verwertung der neuen pädagogischen Erkenntnisse in der Schule kann an sich durchaus zugestimmt werden. Die Denkschrift läßt aber auch hier Befürchtungen aufkommen. Diese Reform hängt in erster Linie von der Erzieherpersönlichkeit ab. Die Auswahl, Vor- und Weiterbildung der Lehrerschaft ist demnach ihr erstes Erfordernis. Hierüber aber bringt die Denkschrift nichts. Von einer besseren Schulung der Sinne, von der Feststellung, daß nur zähester Arbeitswille, straffere Zucht und Selbstzucht zum Wiederaufstieg führen können und vielem anderen, ist ebenfalls nichts zu lesen. Bei der gefühlsbetonten Einstellung der Denkschrift besteht die Gefahr, daß noch mehr Verweichlichung und Verflachung in die Schulerziehung hineinkommt als bisher. Eine zu weit getriebene Lehrplanfreiheit bewirkt die gleichen Gefahren und führt zu noch größerer Zersplitterung im Bildungswesen. Hier kann nur langsam, sorgfältig und individuell vorgegangen werden.

Das Preußische Ministerium versucht, diesen Schulumsturz ohne vorheriges Einvernehmen mit den übrigen deutschen Ländern durchzuführen, trotz Reichskonferenz und Reichsverfassung. Im Interesse der Freizügigkeit und der Einheitlichkeit der Vorbildung ist vorherige Einigung auf gemeinsame Richtlinien unbedingt zu fordern. Schon haben Baden und Bayern die Anerkennung der Deutschen Oberschule, der neuhinzutretenden vierten Schulart, abgelehnt.

Alle die hier bekämpften Maßnahmen einschneidendster Art, die bei vollständiger Durchführung das bisher geordnete Schulwesen zu einem Chaos wandeln würden, sind hinter verschlossenen Türen des Ministeriums von Wenigen vorbereitet worden. Ohne die Kritik der öffentlichen Meinung und der Sachverständigen abzuwarten, wurde die vorbereitende Durchführung der Neuordnung unmittelbar nach Erscheinen der Denkschrift in Angriff genommen. Dieses Vorgehen findet in der ganzen deutschen Schulgeschichte keine Parallele: eine einzige Stelle, noch dazu einseitig eingestellt, entscheidet autokratisch über die künftige Erziehung der kommenden Generation.

Gefordert wird daher, daß unter stärkster Berücksichtigung der Anschauungen und Erfahrungen der sachverständigen Körperschaften und sonstiger Beteiligter und ohne Überstürzung die Maßnahmen erwogen werden, die zum Besten des Ganzen dienen. Gefordert wird weiter, daß bis dahin alle Ausführungsmaßnahmen zurückgestellt werden.

Berlin, im Juli 1924.

Deutscher Ausschuß
für mathem. und naturwissensch. Unterricht.
Vorsitzender: Prof. Dr. H. E. Timerding.

Reichsverband deutscher
mathematischer Gesellschaften und Vereine
Vorsitzender: Prof. Dr. Hamel.

Deutscher Verband
Technisch-Wissenschaftlicher Vereine.
Vorsitzender: Geh. Baurat Prof. Dr. Dr.-Ing. eh. G. Klingenberg.

Deutscher Ausschuß für technisches Schulwesen.
Vorsitzender: Geh. Baurat Dr.-Ing. eh. G. Lippart.

Anatomische Gesellschaft — Automobil- und Flugtechnische Gesellschaft — Bund der technischen Angestellten und Beamten — Bund deutscher Architekten — Deutsche Beleuchtungstechnische Gesellschaft — Deutsche Botanische Gesellschaft — Deutsche Bunsengesellschaft für angewandte physikalische Chemie — Deutsche Chemische Gesellschaft — Deutsche Gesellschaft für Bauingenieurwesen — Deutsche Gesellschaft für Mechanik und Optik — Deutsche Gesellschaft für technische Physik — Deutsche Geologische Gesellschaft — Deutsche Mathematiker Vereinigung — Deutsche Maschinentechnische Gesellschaft — Deutsche Mineralogische Gesellschaft — Deutsche Physiologische Gesellschaft — Deutsche Physikalische Gesellschaft — Deutsche Zoologische Gesellschaft — Deutscher Betonverein — Deutscher Eisenbau-Verband — Deutscher Gewerbeschulverband — Deutscher Geographentag — Deutscher Markscheider-Verein — Deutscher Unterausschuß der Internationalen mathematischen Unterrichtskommission — Deutscher Verband für berufliches Schulwesen — Deutscher Verein für Psychiatrie — Deutscher Verein von Gas- und Wasserfachmännern — Deutscher Verein zur Förderung des mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterrichts — Deutscher Werkmeister-Verband — Deutsches Museum von Meisterwerken der Naturwissenschaft und Technik — Geologische Vereinigung — Gesellschaft deutscher Naturforscher und Ärzte — Gesellschaft deutscher Metallhütten- und Bergleute —

[1]) Vgl. Heft 8 der 2. Folge der Damnu-Schriften: Neue Lehrpläne für den mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht an den höheren Lehranstalten. Leipzig, Teubner.

Gesellschaft für Kinderheilkunde — Hafenbautechnische Gesellschaft — Helmholtz-Gesellschaft zur Förderung der physikalisch-technischen Forschung — Ingenieurverband höherer Lehranstalten — Kongreß für innere Medizin — Polytechnischer Verein in Bayern — Reichsarbeitsgemeinschaft technischer Beamtenverbände — Reichsbund Deutscher Technik — Reuleaux Gesellschaft — Schiffbautechnische Gesellschaft — Verband der Zentralheizungsindustrie Verband deutscher Architekten und Ingenieurvereine — Verband deutscher Diplomingenieure — Verband deutscher Eisenbahnfachschulen — Verband deutscher Elektrotechniker — Verband deutscher Gewerbeschullehrervereine und Handwerkerveinigungen — Verband höherer technischer Lehranstalten in Deutschland — Verein akademisch gebildeter Lehrer an den preußischen Maschinenbauschulen — Verein der Architekten und Ingenieure an preußischen Baugewerkschulen — Verein der Zellstoff- und Papier-Chemiker und Ingenieure — Verein deutscher Chemiker — Verein deutscher Eisengießereien — Verein deutscher Eisenhüttenleute — Verein deutscher Eisen- und Stahlindustrieller — Verein deutscher Gießereifachleute — Verein deutscher Ingenieure — Verein Deutscher Maschinenbau-Anstalten — Verein deutscher Straßenbahnen, Kleinbahnen und Privateisenbahnen — Verein deutscher Werkzeugmaschinenfabriken — Verein zur Beförderung des Gewerbfleißes — Verein zur Wahrung der Interessen der chemischen Industrie Deutschlands — Vereinigung der Elektrizitätswerke — Wasserrohrkessel-Verband — Wissenschaftliche Gesellschaft für Luftfahrt — Zentralverband der chemisch-technischen Industrie — Zentralverband der deutschen elektrotechnischen Industrie.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin-Wilmersdorf, Südwestkorso 58 part. r., Telephon-Nr. Rheingau 2784.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Wilhelm Frank, Berlin NW. 87:
Herr Dr. Karl Reger, Physiker bei Osram, Berlin-Charlottenburg, Fritschestraße 61.

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Dr. P. G. Cath, Wiss. Mitarbeiter der Philipps Glühlampenfabrik, 1. Leeuweriklaan, Eindhoven (Holl.).
Herr Dr. Paul Cermak, a. o. Professor, Phys. Insititut, Gießen.
Herr Dr. Gustav Hertz, Physiker bei den Philipps Glühlampenfabriken, Eindhoven (Holl.), Kievitlaan 7.
Herr Dr. Hans Jordan, Physiker bei der AEG. Kabelwerk, Karlshorst, Dönhoffstraße 28.
Herr Paneras J. Schoonenberg, Dir. der Philipps Glasfabrik, Eindhoven (Holl.), Ooievaarslann 9.

Seitens des Herrn Dr. Reinkober, Greifswald:
Fräulein Dr. E. Koch, Greifswald, Phys. Institut.
Herr Privatdozent Dr. E. Mauz, Greifswald, Pyhys. Institut.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind **aufgenommen.**

Adressenveränderungen.

Herr Prof. Dr. G. Berndt, Berlin-Friedenau, Laubacherstraße 7, jetzt Dresden, Eisenstuckstraße 26 (Technische Hochschule).
Herr Theodor Brüderle, Dessau, Wilhelm Müllerstr. 11, jetzt Wolfen bei Bitterfeld, Krüllstraße 6b.
Herr Dr.-Ing. E. Daiber, Kiel, Knooperweg 31, jetzt Stuttgart, Alexanderstraße 17.
Herr Dr. Werner Espe, Siemensstadt, Nonnenallee 98, jetzt Charlottenburg, Tegelerweg 5 II.
Herr Dr. Josef Hahn, Rostock, Göbenstraße 22, jetzt Kiel, Feldstraße 65 II r.
Herr Dr. E. Hochschwender, Ludwigshafen a. Rh., Beamtenwohnung Op. 274, jetzt Leunawerk, Kreis Merseburg (Ammoniakwerk).
Herr Prof. Dr. A. Köhler, Jena, Moltkestraße 5, jetzt Jena, Roonstraße 9.
Herr Dr. E. Mayer, Schlachtensee b. Berlin, Kirchblick 1, jetzt Amerika.
Herr Dr. Molthan, jetzt Karlsruhe, Schillerstraße 50.
Herr Ing. Ludwig Müller, Karlsruhe, Durlacher Allee 16, jetzt Brünn, Tschecho-Slow. Reg. Karafiatgasse 2.
Herr Direktor E. Remmert, Charlottenburg, Werner Siemensstraße 22, jetzt Berlin-Charlottenburg, Neue Kantsraße 26 III.
Herr stud. phys. Hans Rochow, Jena, Dornburgerstr. 3 III, jetzt Dr. Hans Rochow, Physiker, Neubrandenburg, Katharinenstraße 17.
Herr Dr. phil. Otto Schriever, Berlin-Tempelhof, Hohenzollernkorso 66, jetzt Stuttgart, Schottstraße 147.
Herr Dr. Adolf Smekal, Wien IX, Boltzmanngasse 5, jetzt Wien IV, Schikanedey 13 II.
Herr Ing. Ivo Swartte, Berlin-Lichterfelde, Steglitzerstr. 42, jetzt Berlin-Lichterfelde-West, Moltkestraße 25.
Herr Ing. C. Todleben, Wilmersdorf, Landhausstraße 44, jetzt Berlin W. 30, Neue Winterfeldstraße 5.
Herr Dr. Vogel, Berlin NW. 87, Helmholtzstr. 36, jetzt Charlottenburg, Berlinerstraße 152.

Verstorben.

Herr Ober-Ing. F. G. Mayer, Ludwigshafen am Rhein, Luisenstraße 2.
Herr Dr.-Ing. Georg Mühlschlegel, Mannheim-Käfertal.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Halle a. d. Saale.

Bericht über die Tätigkeit der Ortsgruppe während des Sommersemesters 1924.

Die Tätigkeit der Ortsgruppe beschränkte sich auch in diesem Sommer wieder auf Besichtigungen, und zwar wurden besichtigt: am 24. Mai 1924 das Großkraftwerk Golza-Zschornewitz und am 21. Juni 1924 das Zeisswerk und das Schottwerk in Jena.

Am 1. Oktober verlor die Ortsgruppe ihren ersten Vorsitzenden, Herrn Geheimrat Mie, der einem Rufe nach Freiburg folgte. Seine Vertretung übernimmt bis zur Hauptversammlung der zweite Vorsitzende, Herr Dr. Seiferheld. Das Amt des gleichfalls ausscheidenden ersten Schriftführers übernimmt Herr Dr. Keiling, bisher im Beirat.

Das Winterprogramm sieht wieder monatlich eine Sitzung mit je ein oder zwei Vorträgen vor.

Herr Dr. W. Kast folgt Herrn Geheimrat Mie nach Freiburg und legt sein Amt als Schriftführer nieder.

gez. Dr. W. Kast.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1924 Fünfter Jahrgang Nr. 11

INHALT:

Die Ausbreitung der elektrischen Wellen über die Erde.

Von A. Meissner.

Die erfolgreiche Anwendung der kurzen Wellen durch englische und amerikanische Amateure und durch die Großfirmen, in Deutschland Telefunken, hat das schwache Gebäude, auf dem unsere Vorstellungen über die Strahlungsausbreitung aufgebaut waren, erschüttert. Man hatte sich in den letzten Jahren in der drahtlosen Fernübertragung mehr oder weniger schon damit abgefunden, alles, was man nicht erklären konnte, auf die Heavesideschicht zu schieben, und man wartete allgemein nur noch auf denjenigen, der endgültig durch eindeutige Messungen die Höhe dieser Schicht bestimmen würde. Die kurzen Wellen verlangten nun aber gebieterisch eine ganz neue Einstellung. Der drahtlose Techniker sah sich genötigt, auf ganz schwankenden Grundlagen sich rasch eine Arbeitshypothese zu schaffen.

Die bisherigen Vorstellungen über die Ausbreitung der Wellen beruhen hauptsächlich auf den theoretischen Überlegungen von Sommerfeld, v. Rybzinsky und Zenneck. Sommerfeld läßt die Ausbreitung vor sich gehen durch miteinander verkettete Oberflächen- und Raumwellen. Im nachfolgenden soll nun die Vorstellung zugrunde gelegt werden, daß in gewissen Wellengebieten Oberflächen- und Raumwellen unabhängig voneinander bestehen, daß in diesen Gebieten nur die einen oder nur die anderen ausschließlich den Charakter der Erscheinungen bestimmen. Die Oberflächen- und Raumwellen sollen dabei definiert werden durch die Darstellung des Hertzschen Dipols, entsprechend Abb. 1 und 2. Die Oberflächen seien definiert durch einen Halbdipol, die zweite Hälfe des Dipols ist das Spiegelbild in der Erde. Die Raumwellen sind definiert durch einen vollständigen Dipol möglichst hoch über der Erde. Es sollen keine Kraftlinien nach der Erde übergreifen. Bei den ganz langen Wellen

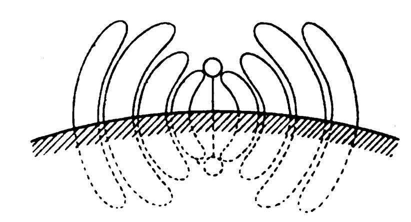


Abb. 1. Oberflächenwellen.

ist reine Oberflächenstrahlung, bei den kürzeren Wellen nur reine Raumstrahlung vorhanden. Im Zwischenbereich haben wir beide, eine Superposition von beiden.

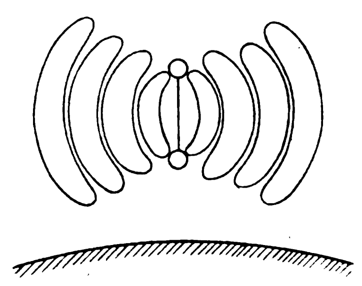


Abb. 2. Raumwellen.

Selbstverständlich ist diese Trennung nur schematisch aufzufassen. Es werden immer beide Arten gleichzeitig bestehen, aber die eine Art soll dann eben nur als Nebenerscheinung, bzw. als Energieverlust aufgefaßt werden.

Bei der Ausbreitung der langen Wellen 10 bis 20 km haben wir reine Oberflächenwellen. Die meisten Wellen stehen mit ihren Füßen am Boden. Auch das Spiegelbild der Kraftlinien in der Erde

bleibt bei der Ausbreitung bestehen. Die Ausbreitung ist sehr stark abhängig von den Bodenverhältnissen (Wasser), aber auch stark abhängig von den meteorologischen Verhältnissen, Absorptionen durch Ionisationen, besonders in den Inversionsschichten, und um so weniger abhängig, je länger die Welle ist. Hier wird vielfach, entsprechend der Austinschen Formel, eine Abhängigkeit von $1/r$ (r = Entfernung) angenommen. Für die größeren Entfernungen würde auch sehr gut eine Abhängigkeit von $1/\sqrt{r}$ passen. Man kann annehmen, daß bei den langen Wellen die Tageswerte durch Absorptionen in der Luft geschwächte Werte sind und daß die Nachtwerte die normalen, der mehr oder weniger absorptionsfreien Ausbreitung entsprechende sind. Bei den ganz langen Wellen haben wir nicht mehr das Auftreten von Interferenzerscheinungen und plötzliche Schwankungen.

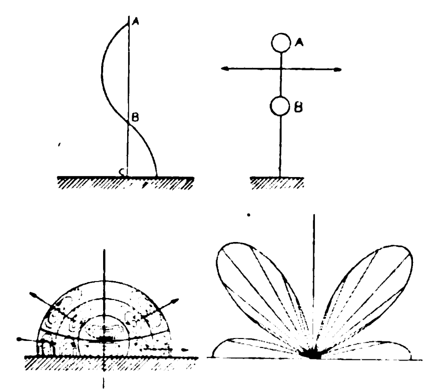


Abb. 3. Raumstrahlantenne.

Bei den ganz kurzen Wellen, $\lambda = < 50$ m, beruht das Senden auf reiner Raumstrahlung. Ein Sender für 2 bis 10 m wirkt überhaupt nicht, wenn er nicht hochgestellt ist. Die Intensität nimmt proportional resp. mehr als proportional mit der Höhe des Sende- und Empfangsdipols über dem Boden (auch über Wasser) zu. Wir müssen alle Induktionsverluste im Boden vermeiden. Die Reichweite dieser Sender ist am Tage gering und nur wenig von der Erde, aber vollkommen vom Ionisationszustand in der Luft abhängig (vom Stand der Sonne). In der Nacht fallen die Ionisationen der Luft durch die Sonne weg, es sind die Reichweiten groß. Da wir es hier, ebenso wie bei den langen Wellen, mit einem eindeutigen Strahlungsvorgang zu tun haben, so ist hier auch charakteristisch, daß keine Interferenzschwankungen auftreten. Entsprechend Abb. 2 verlangt die Raumstrahlung eine andere Antenne als die Oberflächenstrahlung. Selbstverständlich sendet jede gewöhnliche Antenne auch Raumstrahlung aus und zwar um so mehr, je kürzer die Welle ist, und wir können jede Antenne bei den kürzeren Wellen als Superposition eines gespiegelten Halbdipols und eines kleinen Raumstrahldipols auffassen. Es läßt sich aber mit sehr einfachen technischen Mitteln eine sehr wirksame Raumstrahlantenne schaffen, indem wir einen einfachen Draht in der dritten Harmonischen erregen. AB (Abb. 3) ist der Dipol, BC ist dann nur die Zuführung zur Speisung des Dipols. Die Strahlung der unteren Dipolhälfte wird sehr rasch absorbiert, da sie in der Hauptsache an der Erde gebunden ist. Abb. 3 unten zeigt die theoretische Ausbreitung der Strahlung von einem solchen in der Harmonischen schwingenden Leiter.

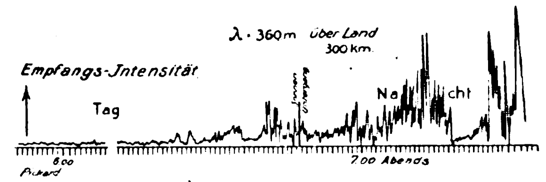


Abb. 4. Unregelmäßigkeit des Nachtempfangs.

Betrachten wir nun den Zwischenbereich zwischen den ganz kurzen und den ganz langen Wellen, hauptsächlich den Bereich 50 bis 2000 m. Es ist dies der Bereich, der für kurze Tagesreichweiten sehr gut, auf größere Nachtreichweiten aber wegen starker Intensitätsschwankungen gänzlich unbrauchbar ist. Am Tage erfolgt die Ausbreitung so wie bei den Oberflächenwellen. Der Intensitätsabfall ist ausschlaggebend von den Bodenverhältnissen abhängig. Wir benutzen in diesem Wellenbereich fast ausschließlich einen in der Erde gespiegelten Halbdipol als Antenne. Die vollkommen unregelmäßigen Empfangsamplituden in der Nacht (Abb. 4) $\lambda = 360$ km sind das Charakteristische für den ganzen Wellenbereich. Auch bei einer Welle von 92 m beobachteten wir in einer Entfernung von 700 km noch kolossale In-

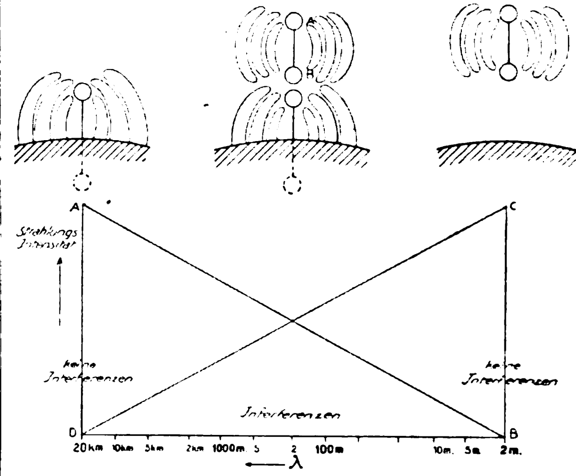


Abb. 5. Zur Erklärung der Empfangsunregelmäßigkeit.

tensitätsschwankungen in der Nacht. Beobachten wir denselben Sender aber in 12000 km, so ist der Empfang fast konstant und dabei sehr stark. Diese auffallende Erscheinung können wir uns deuten aus einer schematischen Zusammenstellung der Vorgänge bei den ganz langen und bei den ganz kurzen Wellen (Abb. 5). Hier ist der gesamte, in der Technik vorkommende Wellenbereich als Abszisse in logarithmischem Maßstab aufgetragen. Als Ordinaten die gesamte Strahlung. Bei A haben wir ganz reine Oberflächenstrahlung, keine Schwankungen, keine Interferenzen. Bei Punkt C, bei den ganz kurzen Wellen, haben wir reine Raumstrahlung, und ebenso keine Schwankungen und keine Interferenzen. Zeichnen wir nun zwei Kurven für den Verlauf der Oberflächen- und Raumstrahlungen, bei den Wellen des Zwischenbereiches, so sind für jede Kurve von vornherein zwei Punkte AB und DC gegeben. Die Wahl der Verbindungskurve ist nun an sich sehr willkürlich. Wir wollen hier die Punkte einfach durch eine Gerade verbinden. Es wären freilich Exponentialkurven, also tiefer verlaufene Kurven, wahrscheinlich richtiger, da einerseits die Wirbelstromverluste mit dem Quadrat der Welle, und ebenso die Strahlungswirkung eines Raumstrahlungsdipols quadratisch mit der Welle abnimmt. Aber für die bloße Charakterisierung des Zwischenwellenbereiches, auf die es uns hier ankommt, ist der Kurvenverlauf ohne Bedeutung.

Aus den beiden Kurven, wie immer sie im einzelnen verlaufen mögen, ergibt sich notwendigerweise für die Strahlungsvorgänge in dem Zwischenbereich, daß in diesem überall gleichzeitig Oberflächen- und Raumwellen vorhanden sind. Wir haben es mit einer Superposition von beiden zu tun unabhängig von der Antennenform. Jede Antenne setzt sich gewissermaßen in diesem Wellenbereich aus einem gespiegelten Halbdipol und einem mehr oder weniger kräftigen Raumstrahldipol zusammen. Die Amplituden der beiden Strahlungen sind annähernd gleich und schwanken je nach der Absorption im Boden um der Größenordnung nach gleiche Werte herum. Da beide Strahlungen auf ihrem Weg entsprechend den verschiedenen lokalen Absorptionen auch leicht einen, um einige 100 m verschiedenen Weg nehmen und ev. auch etwas verschiedene Geschwindigkeit haben können, treten Phasenverschiebungen und dadurch Auslöschungen und Additionen der Amplituden auf, und dies sind die Interferenzschwankungen und plötzlichen Störungen, die uns jeden Verkehr in der Nacht mit diesen Wellen unmöglich machen, soweit nicht die Schwankungen durch einfache Absorptionen in den Ionenbänken der Inversionsschichten hervorgerufen sind. Bei kurzen Entfernungen und über See haben wir meistens reine Oberflächenstrahlung und konstanten Empfang. Bei größeren Entfernungen kommen wir in die Zonen der Schwankungen und Interferenzen. Die Amplituden der Oberflächenwellen sind durch die Absorptionen im Boden von der gleichen Größenordnung geworden wie die Amplituden der Raumstrahlwellen. In ganz großen Entfernungen ist die Intensität wieder konstant. Die Oberflächenstrahlung ist hier absorbiert und die Raumstrahlung ist allein übrig. Wir haben dann wieder ganz reine Strahlung und keine Interferenzwirkung. Wir brauchen also zur Erklärung der Schwankungen in diesem Wellenbereich keine Heavesideschicht.

Eine dunkle Frage ist nun: Warum können wir unseren Raumstrahl in Buenos Aires empfangen? Wieso bekommen wir noch verhältnismäßig sehr große Intensitäten in Buenos Aires bei kleinen Sendeintensitäten? Die einfache elektromagnetische Beugung reicht nicht aus. Fleming sucht die Beugung durch das Dielektrikum zu erklären und findet, daß bei einer etwas höheren Dielektrizitätskonstante, wie sie die Luft hat (Krypton), der Strahl vollkommen um die Erde herumgebrochen wird. Nach Schwers würde der Wasserdampfgehalt der Luft vollkommen ausreichen. Es wurde auch versucht die Ionisationen in den höheren Schichten für die Beugung verantwortlich zu machen. Eine geringe Ionisation würde schon genügen, um den Strahl entsprechend zu beugen. Aber aus den Mißverhältnissen der Reichweiten in der Nacht zu denen am Tage ist wohl eher anzunehmen, daß in der Nacht alle Sonnenionisationszustände des Tages verschwunden sind. Dazu kommt, daß uns die Ionisationszustände in den höheren Schichten vollkommen unbekannt sind. Auch müßte bei Beobachtung des Sternenhimmels etwas von einer Heavesideschicht in irgendeiner Weise zur Geltung kommen.

Die Optik bietet eine ganze Reihe von Analogien. Die in der Drahtlosen beobachteten Beugungserscheinungen finden wir in der Optik wieder in den Refraktionen, Luftspiegelungen, Sehen auf große Entfernungen (Sehen auf über 700 km), Intensitätsschwankungen, Szintillation der Sterne.

Dem Empfinden des fast nur mit Kraftlinienbildern arbeitenden Elektroingenieurs würde eine mehr energetische Vorstellung für die Beugungserklärung besser entsprechen, z. B. die, daß durch den dauernd in den Boden eintretenden Energiestrom der Strahlungsdruck durch diese Absorption an der unteren Seite des Strahles aufgehoben und der Strahl dadurch von oben nach unten gedrückt wird. Wahrscheinlich verursachen mehrere der verschiedenen angeführten Faktoren in der Zusammenwirkung die starken Beugungseffekte der kurzen Wellen.

Im übrigen sind die obigen Ausführungen ja nur als eine Arbeitshypothese gedacht, mit der wir

uns vorläufig behelfen müssen. Sie lautet noch einmal zusammengefaßt:

1. es gibt keine Heavesideschicht,
2. für das Arbeiten auf große Entfernungen bei Nacht mit kürzeren Wellen muß die Antenne eine Raumstrahlantenne sein,
3. die Interferenz- und Schwankungserscheinungen, besonders die plötzlichen, die bei den kürzeren und mittleren Wellen bei Nacht auftreten, sind auf Interferenzen zwischen Raum- und Oberflächenstrahlung zurückzuführen, soweit sie nicht auf einfachen Absorptionen in den Ionenbänken der Inversionsschichten beruhen.

Vierpoltheorie.

(Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerks der Siemens & Halske A.-G.)

Von J. Wallot.

Inhalt: Das Verhalten von Schaltungen, die aus einer Energiequelle, einem Verbraucher und verbindenden Vierpolkombinationen bestehen, kann durch sehr einfache Gleichungen beschrieben werden, in denen neben gewissen charakteristischen Widerständen drei komplexe Zahlen: die „Spannungsübersetzung", die „Stromübersetzung" und die „Kopplung", die Hauptrolle spielen.

Die Bezeichnung „Vierpol" stammt meines Wissens von Breisig.[1]) Er versteht darunter eine beliebige Schaltung, die zwischen zwei Anfangsklemmen und zwei Endklemmen eingeschlossen ist (Abb. 1). Ein „linearer" Vierpol ist ein Vierpol,



Abb. 1. Vierpol.

bei dem zwischen den beiderseitigen Spannungen und Strömen zwei Beziehungen

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{V}_1 &= \mathfrak{A}_1\mathfrak{V}_2 + \mathfrak{B}\,\mathfrak{J}_2\\ \mathfrak{J}_1 &= \mathfrak{C}\,\mathfrak{V}_2 + \mathfrak{A}_2\mathfrak{J}_2\end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

bestehen, deren Koeffizienten $\mathfrak{A}_1$, $\mathfrak{A}_2$, $\mathfrak{B}$, $\mathfrak{C}$ von den Spannungen und Strömen unabhängig sind. Nur von solchen linearen Vierpolen soll die Rede sein; außerdem sei vorausgesetzt, daß die Determinante dieser Gleichungen $\Delta = \mathfrak{A}_1\mathfrak{A}_2 - \mathfrak{B}\mathfrak{C}$ gleich 1 ist. Ich schließe also die Verstärker aus, für die diese Voraussetzung nach Breisig[2]) und Ollendorff[3]) erst bei hohen Frequenzen zuzutreffen scheint. Von Einschaltvorgängen sehe ich ab.

„Vierpoltheorie" nenne ich eine Theorie der Wechselstromschaltungen, bei der man sich diese nicht wie gewöhnlich aus einzelnen Stromkreisen oder Maschen, sondern aus Vierpolen und zwei abschließenden Zweipolen, nämlich der Energiequelle und der Energieverbrauchsstelle, zusammengesetzt denkt.

Ebenso wie man einen linearen Zweipol, einerlei wie er in seinem Inneren aussieht, für seine Wirkung nach außen hin durch einen einzigen komplexen Widerstand ersetzen kann, ebenso genügen zur Kennzeichnung eines Vierpols, gleichgültig wie er wirklich gebaut ist, drei kennzeichnende Parameter. Diese könnte man natürlich einfach unter den vier durch die Beziehung $\Delta = 1$ miteinander verbundenen Koeffizienten $\mathfrak{A}_1, \mathfrak{A}_2, \mathfrak{B}, \mathfrak{C}$ aussuchen. Es ist jedoch besser, nicht diese rein formal definierten, sondern solche Parameter zu verwenden, bei deren Annahme die Zusammenhänge möglichst einfach und durchsichtig werden. Ich lehne mich im folgenden an die Vorschläge von Breisig[4]) und Ravut[5]) an, ohne damit bestreiten zu wollen, daß vielleicht für manche Zwecke andere Definitionen zu einfacheren und durchsichtigeren Resultaten führen.

Bezeichnen wir den Wellenwiderstand von der Seite 1, nämlich das geometrische Mittel aus Leerlauf- und Kurzschlußwiderstand von der Seite 1, mit $\mathfrak{Z}_1$ und entsprechend den Wellenwiderstand von der Seite 2 mit $\mathfrak{Z}_2$:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{Z}_1 &= \sqrt{\mathfrak{U}_{1l}\,\mathfrak{U}_{1k}},\\ \mathfrak{Z}_2 &= \sqrt{\mathfrak{U}_{2l}\,\mathfrak{U}_{2k}},\end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

so ist der erste (Ravutsche) Parameter $\mathfrak{Z}$, der „mittlere Wellenwiderstand" oder auch der „Wellenwiderstand" des Vierpols schlechthin, definiert als das geometrische Mittel aus $\mathfrak{Z}_1$ und $\mathfrak{Z}_2$:

$$\mathfrak{Z} = \sqrt{\mathfrak{Z}_1\,\mathfrak{Z}_2}\,. \qquad (3)$$

Nennt man weiter das Verhältnis der Spannung oder des Stromes auf der Generatorseite zu der Spannung oder dem Strom auf der Verbraucherseite das „Spannungs-" oder „Stromverhältnis am Vierpol", so ist der zweite (Breisigsche) Parameter $\mathfrak{A}$, der „Übertragungsfaktor", definiert als das geometrische Mittel aus dem Spannungsverhältnis bei Leerlauf und dem Stromverhältnis bei Kurzschluß:

$$\mathfrak{A} = \sqrt{\left(\frac{\mathfrak{V}_1}{\mathfrak{V}_2}\right)_l\left(\frac{\mathfrak{J}_1}{\mathfrak{J}_2}\right)_k}\,. \qquad (4)$$

Der dritte (Ravutsche) Parameter $\mathfrak{S}$ endlich, den ich „Symmetriefaktor" nenne, ist gleich der Quadratwurzel aus dem Verhältnis des Stromverhältnisses

---

[1]) F. Breisig, Elektrot. Zeitschr. 42 (1921), 933—939.

[2]) F. Breisig, Theor. Telegraphie, 2. Aufl. § 259.

[3]) F. Ollendorff, Arch. f. Elektrot. 13 (1924), 274 bis 291.

[4]) F. Breisig, Theor. Telegraphie, 2. Aufl. § 240.

[5]) C. Ravut, Revue gén. de l'électr. 7 (1920), 611 bis 615.

bei Kurzschluß zum Spannungsverhältnis bei Leerlauf oder auch gleich der Quadratwurzel aus dem Verhältnis des Wellenwiderstands $\mathfrak{Z}_2$ zum Wellenwiderstand $\mathfrak{Z}_1$:

$$\mathfrak{s} = \sqrt{\frac{\left(\frac{\mathfrak{J}_1}{\mathfrak{J}_2}\right)_k}{\left(\frac{\mathfrak{B}_1}{\mathfrak{B}_2}\right)_l}} = \sqrt{\frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}_1}}\,. \qquad (5)$$

Die Vorzeichen der bei diesen Definitionen auftretenden Quadratwurzeln sind natürlich in eindeutiger Weise festzulegen.

Bei Einführung dieser Parameter nehmen die Stromspannungsgleichungen (1) die folgende Form an:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{B}_1 &= \frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{s}}\,\mathfrak{B}_2 + \mathfrak{Z}\sqrt{\mathfrak{A}^2 - 1}\,\mathfrak{J}_2\,, \\ \mathfrak{J}_1 &= \frac{1}{\mathfrak{Z}}\sqrt{\mathfrak{A}^2 - 1}\,\mathfrak{B}_2 + \mathfrak{s}\,\mathfrak{A}\,\mathfrak{J}_2\,. \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

In manchen Fällen empfiehlt es sich, an die Stelle des Übertragungsfaktors das hyperbolische „Übertragungsmaß" $\mathfrak{g}$ zu setzen, das durch die Gleichung

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{Cof}\,\mathfrak{g} = \mathfrak{Cof}\,(b + j\,a) \qquad (7)$$

definiert ist. Damit nehmen die Gleichungen die folgende Gestalt an:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{B}_1 &= \frac{1}{\mathfrak{s}}\,\mathfrak{Cof}\,\mathfrak{g}\,\mathfrak{B}_2 + \mathfrak{Z}\,\mathfrak{Sin}\,\mathfrak{g}\,\mathfrak{J}_2\,, \\ \mathfrak{J}_1 &= \frac{1}{\mathfrak{Z}}\,\mathfrak{Sin}\,\mathfrak{g}\,\mathfrak{B}_2 + \mathfrak{s}\,\mathfrak{Cof}\,\mathfrak{g}\,\mathfrak{J}_2\,. \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Die nächste Aufgabe der Vierpoltheorie ist nun die Herleitung der für Zusammenschaltungen von Vierpolen geltenden Formeln. Schaltet man zunächst zwei durch ihre kennzeichnenden Parameter gegebene Vierpole hintereinander, so ist das entstehende Gebilde nach Definition wieder ein Vierpol. Seine drei Parameter setzen sich aus den Parametern der Einzelvierpole in ziemlich verwickelter Form zusammen. Ich gebe hier nur die Formel für das Übertragungsmaß. Werden die beiden Vierpole durch römische Ziffern voneinander unterschieden (Abb. 2), so gilt

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{Cof}^2\,\mathfrak{g} &= \mathfrak{Cof}^2\,\mathfrak{g}_I\,\mathfrak{Cof}^2\,\mathfrak{g}_{II} \\ &\quad + \left(\frac{\mathfrak{Z}_{1\,II}}{\mathfrak{Z}_{2\,I}} + \frac{\mathfrak{Z}_{2\,I}}{\mathfrak{Z}_{1\,II}}\right)\mathfrak{Sin}\,\mathfrak{g}_I\,\mathfrak{Cof}\,\mathfrak{g}_I \\ &\qquad\qquad \cdot\,\mathfrak{Sin}\,\mathfrak{g}_{II}\,\mathfrak{Cof}\,\mathfrak{g}_{II} \\ &\quad + \mathfrak{Sin}^2\,\mathfrak{g}_I\,\mathfrak{Sin}^2\,\mathfrak{g}_{II}\,. \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

Ist im besonderen

$$\mathfrak{Z}_{2\,I} = \pm\,\mathfrak{Z}_{1\,II}\,, \qquad (10)$$

so nimmt diese Gleichung die äußerst einfache Gestalt an:

$$\mathfrak{g} = \mathfrak{g}_I \pm \mathfrak{g}_{II}\,. \qquad (11)$$

Stimmen also die Wellenwiderstände „innen", d. h. an der Stoßstelle, nach Betrag und Phase überein,

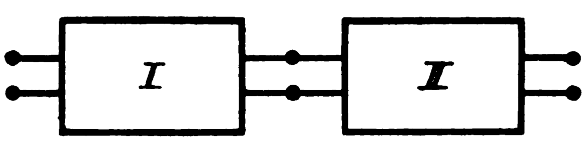


Abb. 2. Zwei Vierpole in Reihe.

so addieren sich die Übertragungsmaße; man nennt diesen Fall bekanntlich den Fall der „Anpassung nach dem Wellenwiderstande". Ist dagegen $\mathfrak{Z}_{1\,II}$ etwa eine reine Induktivität, $\mathfrak{Z}_{2\,I}$ eine reine Kapazität, so subtrahieren sich die Übertragungsmaße. Auch die Formeln für $\mathfrak{Z}$ und $\mathfrak{s}$ werden im Falle der Anpassung sehr einfach. Es gelten dann nämlich die Beziehungen:

$$\mathfrak{Z} = \sqrt{\mathfrak{Z}_{1\,I}\,\mathfrak{Z}_{2\,II}} \qquad (12)$$

und

$$\mathfrak{s} = \sqrt{\frac{\mathfrak{Z}_{2\,II}}{\mathfrak{Z}_{1\,I}}}\,; \qquad (13)$$

d. h. bei Anpassung berechnen sich der Wellenwiderstand und der Symmetriefaktor der Kombination einfach aus den „äußeren" Wellenwiderständen der Teilvierpole.

Auch für parallel geschaltete Vierpole lassen sich ohne Schwierigkeit Formeln ableiten, auf die ich jedoch nicht eingehen kann.

Als die Hauptaufgabe der Vierpoltheorie sehe ich nun nicht die Untersuchung der Vierpole selbst und ihrer Kombinationen an, sondern die Untersuchung von ganzen Schaltungen, bei denen eine Energiequelle durch Vierpolkombinationen mit einer Energieverbrauchsstelle verbunden ist.

Wir denken uns diese Vierpolkombinationen sofort durch einen einzigen Vierpol ersetzt, betrachten also die Schaltung Abb. 3, bei der $\mathfrak{E}$ die

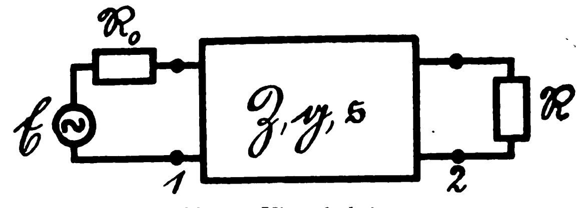


Abb. 3. Vierpolschaltung.

Energiequelle mit dem inneren Widerstand $\mathfrak{R}_0$, $\mathfrak{Z}$, $\mathfrak{g}$, $\mathfrak{s}$ der ersetzende Vierpol und $\mathfrak{R}$ der Verbraucher ist.

Ich möchte nun zeigen, daß das Verhalten einer solchen Schaltung wesentlich abhängt von zwei komplexen Größen, die keine Vierpolgrößen, sondern für die Schaltung als **Ganzes** charakteristisch sind. Ich nenne sie „komplexe Übersetzungen", und zwar die erste, $\mathfrak{ü}_1$, „Spannungsübersetzung", die zweite, $\mathfrak{ü}_2$, „Stromübersetzung".[6])

---

[6]) Abweichend hiervon bezeichnet H. Salinger (Zeitschrift f. Fernmeldetechn. 5 (1924), 6—8, 15—16) den „Symmetriefaktor" $\mathfrak{s}$ als komplexes „Übersetzungsverhältnis".



Sie sind sehr einfach definiert: $\ddot{\mathfrak{u}}_1$ ist das Verhältnis der Spannung an den sekundären Klemmen bei Leerlauf zu der elektromotorischen Kraft $\mathfrak{E}$; $\ddot{\mathfrak{u}}_2$ ist das Verhältnis der durch die beiden Klemmenpaare fließenden Ströme:

$$\left.\begin{aligned} \ddot{\mathfrak{u}}_1 &= \text{Spannungsübersetzung} = \left(\frac{\mathfrak{V}_2}{\mathfrak{E}}\right)_l, \\ \ddot{\mathfrak{u}}_2 &= \quad \text{Stromübersetzung} \quad = \frac{\mathfrak{J}_2}{\mathfrak{J}_1}. \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

Für den vollkommenen Übertrager, der auf einen sehr kleinen Widerstand arbeitet, geht $\ddot{\mathfrak{u}}_1$ in das Übersetzungsverhältnis, $\ddot{\mathfrak{u}}_2$ in dessen reziproken Wert über.

Da man

$$\left.\begin{aligned} \ddot{\mathfrak{u}}_1 &= \mathfrak{s}\,\frac{1}{\mathfrak{Cos}\,g + \dfrac{\mathfrak{R}_0}{\mathfrak{Z}_1}\,\mathfrak{Sin}\,g} = \frac{\dfrac{\mathfrak{Z}}{\mathfrak{Sin}\,g}}{\mathfrak{R}_0 + \mathfrak{U}_{1l}}, \\ \ddot{\mathfrak{u}}_2 &= \frac{1}{\mathfrak{s}}\,\frac{1}{\mathfrak{Cos}\,g + \dfrac{\mathfrak{R}}{\mathfrak{Z}_2}\,\mathfrak{Sin}\,g} = \frac{\dfrac{\mathfrak{Z}}{\mathfrak{Sin}\,g}}{\mathfrak{U}_{2l} + \mathfrak{R}} \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

schreiben kann, so erkennt man sofort, daß die beiden Übersetzungen bei Vertauschung der Seiten 1 und 2 ineinander übergehen und bei Anpassung der Zweipole an die Vierpole besonders einfache Werte annehmen, auf die wir noch zurückkommen werden.

Die beiden letzten Ausdrücke für die komplexen Übersetzungen folgen unmittelbar aus den vorhergehenden. Führen wir die folgenden Benennungen ein:

$$\frac{\mathfrak{Z}}{\mathfrak{Sin}\,g} = \text{Kernwiderstand des Vierpols}, \qquad (16)$$

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{R}_0 + \mathfrak{U}_{1l} &= \text{Widerstand der Eingangsmasche}, \\ \mathfrak{U}_{2l} + \mathfrak{R} &= \text{Widerstand der Ausgangsmasche}, \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{U}_{1l} &= \mathfrak{Z}_1\,\mathfrak{Cotg}\,g, \\ \mathfrak{U}_{2l} &= \mathfrak{Z}_2\,\mathfrak{Cotg}\,g, \end{aligned}\right\} \qquad (18)$$

so können wir kurz sagen, daß die beiden Übersetzungen die Verhältnisse des Kernwiderstandes zu den Widerständen der Eingangs- und Ausgangsmasche bedeuten. Der Kernwiderstand $\mathfrak{Z}/\mathfrak{Sin}\,g$ ist neben den Leerlaufwiderständen der wichtigste Vierpolwiderstand; beim Übertrager geht er in die komplexe Gegeninduktanz $\mathfrak{M}$ über.

Das geometrische Mittel aus den beiden Übersetzungen nenne ich die durch den Vierpol vermittelte „komplexe Kopplung" zwischen Energiequelle und Verbraucher:

$$\mathfrak{K} = \sqrt{\ddot{\mathfrak{u}}_1\,\ddot{\mathfrak{u}}_2}. \qquad (19)$$

Wir werden sehen, daß sie tatsächlich für die Wechselwirkung zwischen den beiden Zweipolen maßgebend ist; bei dem idealen kurzgeschlossenen Übertrager geht sie in den gewöhnlichen magnetischen Kopplungskoeffizienten über.[7])

Die Scheinwiderstände des Vierpols an den beiden Klemmen bei beliebigem Vorschalt- und Verbraucherwiderstand lassen sich nun in sehr einfacher Weise ausdrücken:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{U}_1 &= \mathfrak{U}_{1l} - \ddot{\mathfrak{u}}_2 \cdot \frac{\mathfrak{Z}}{\mathfrak{Sin}\,g}, \\ \mathfrak{U}_2 &= \mathfrak{U}_{2l} - \ddot{\mathfrak{u}}_1 \cdot \frac{\mathfrak{Z}}{\mathfrak{Sin}\,g}. \end{aligned}\right\} \qquad (20)$$

Sie sind gleich dem zugehörigen Leerlaufwiderstand vermindert um den übersetzten Kernwiderstand. Welche Übersetzung jedesmal zu nehmen ist, ist leicht zu behalten; daß z. B. $\mathfrak{U}_1$ nicht von $\ddot{\mathfrak{u}}_1$ abhängen kann, folgt einfach daraus, daß $\ddot{\mathfrak{u}}_1$ den Vorschaltwiderstand $\mathfrak{R}_0$ enthält, der in $\mathfrak{U}_1$ nicht vorkommen kann.

Der primäre Strom $\mathfrak{J}_1$ berechnet sich jetzt nach der Definition des Scheinwiderstandes einfach aus der treibenden EMK. und dem Gesamtwiderstande der Schaltung:

$$\mathfrak{J}_1 = \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{R}_0 + \mathfrak{U}_1}. \qquad (21)$$

Die Gleichung für den sekundären Strom $\mathfrak{J}_2$ folgt aus der Überlegung, daß die ganze Schaltung links von den sekundären Klemmen ersetzt werden kann durch einen Generator von der elektromotorischen Kraft $\ddot{\mathfrak{u}}_1\mathfrak{E}$ und dem inneren Widerstande $\mathfrak{U}_2$:

$$\mathfrak{J}_2 = \frac{\ddot{\mathfrak{u}}_1\,\mathfrak{E}}{\mathfrak{U}_2 + \mathfrak{R}}. \qquad (22)$$

Man kann aber noch andere Gleichungsformen angeben. So läßt sich der primäre Strom auch berechnen nach:

$$\mathfrak{J}_1 = \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{R}_0 + \mathfrak{U}_{1l}} + \ddot{\mathfrak{u}}_1\,\mathfrak{J}_2; \qquad (23)$$

d. h. er setzt sich geometrisch zusammen aus dem Leerlaufstrom und dem spannungsübersetzten sekundären Strom. Diese vom Übertrager her bekannte Zerlegung des primären Stromes gilt also, wie man sieht, für jeden symmetrischen oder unsymmetrischen Vierpol.

Führt man die komplexe Kopplung $\mathfrak{K}$ ein, so findet man

[7]) Daß bei einem nicht idealen und nicht kurzgeschlossenen Übertrager die Kopplung lose sein kann, auch wenn sie rein magnetisch als fest bezeichnet werden muß, ist dem Praktiker geläufig.

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{J}_1 &= \ddot{\mathfrak{u}}_1 \cdot \frac{\mathfrak{E}}{\dfrac{\mathfrak{Z}}{\mathfrak{Sin}\,\mathfrak{g}}} \cdot \frac{1}{1-\mathfrak{K}^2} \\ &= \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{R}_0 + \mathfrak{U}_{1l}} \cdot \frac{1}{1-\mathfrak{K}^2}, \\ \mathfrak{J}_2 &= \ddot{\mathfrak{u}}_2 \cdot \frac{\ddot{\mathfrak{u}}_1 \mathfrak{E}}{\dfrac{\mathfrak{Z}}{\mathfrak{Sin}\,\mathfrak{g}}} \cdot \frac{1}{1-\mathfrak{K}^2} \\ &= \frac{\ddot{\mathfrak{u}}_1 \mathfrak{E}}{\mathfrak{U}_{2l} + \mathfrak{R}} \cdot \frac{1}{1-\mathfrak{K}^2};\end{aligned}\right\} \quad (24)$$

d. h. man kann die Ströme berechnen, indem man zunächst die treibende EMK. durch den Kernwiderstand dividiert, beim sekundären Strom berücksichtigt, daß die Spannung zu übersetzen ist, jeden Strom mit der zugehörigen Übersetzung multipliziert und dann noch durch $1 - \mathfrak{K}^2$ dividiert. Noch durchsichtiger sind die zweiten Beziehungen: Für den primären Strom gilt die treibende EMK., für den sekundären die übersetzte treibende EMK.; als Widerstände sind die Widerstände der Eingangs- oder Ausgangsmasche zu nehmen, außerdem ist nur noch durch $1 - \mathfrak{K}^2$ zu dividieren.

Ist $\mathfrak{K}^2$ gegen 1 zu vernachlässigen, so hat man den Grenzfall der losen Kopplung. Die Ströme berechnen sich dann, als ob nur die Eingangs- oder Ausgangsmaschen da wären und als ob in der Ausgangsmasche die übersetzte treibende EMK. wirkte.

Auch der Grenzfall der festen Kopplung kann in eindeutiger Weise definiert werden: Ich nenne die Kopplung „fest", wenn bei Kurzschluß des Vierpols am sekundären Ende der primäre Strom unendlich groß wird oder, was auf dasselbe hinauskommt, wenn an den sekundären Klemmen bei jeder Belastung die übersetzte EMK. liegt. Die Kopplung ist in diesem Grenzfalle sehr nahe gleich

$$\mathfrak{K} = \frac{1}{\sqrt{1 + \dfrac{\mathfrak{R}}{\mathfrak{Z}_2}\,\mathfrak{Tg}\,\mathfrak{g}}}, \quad (25)$$

wird also bei Kurzschluß oder verschwindendem Übertragungsmaß gleich 1.

Schreiben wir

$$\mathfrak{J}_2 = \frac{\mathfrak{E}}{\dfrac{\mathfrak{Z}}{\mathfrak{Sin}\,\mathfrak{g}}} \cdot \frac{\mathfrak{K}^2}{1-\mathfrak{K}^2}, \quad (26)$$

so sehen wir, daß die Stromstärke im Verbraucher nur von der treibenden EMK., dem Kernwiderstand $\mathfrak{Z}/\mathfrak{Sin}\,\mathfrak{g}$ und der komplexen Kopplung $\mathfrak{K}$ abhängt. Bekanntlich hat schon Poulsen[8]) vorgeschlagen, die Übertragungsfähigkeit eines Vierpols durch das geometrische Mittel aus einer Spannungs- und einer Stromübersetzung zu messen. Sie sehen also, daß dieser Vorschlag hier seine Begründung und scharfe Formulierung findet.

Die durch die sekundären Klemmen fließende Leistung ist natürlich gleich dem Quadrate des Betrages des sekundären Stromes multipliziert mit dem Wirkwiderstand des Verbrauchers. Dividiert man sie durch die Leistung, die aus der gegebenen Energiequelle im günstigsten Falle herausgenommen werden könnte, nämlich durch $\mathfrak{E}^2/4\,R_0$, wo R_0 den Wirkwiderstand der Energiequelle bedeutet, so erhält man das, was wir in der Fernmeldetechnik den Wirkungsgrad der ganzen Anlage nennen:

$$\eta = \frac{|\mathfrak{J}_2|^2}{|\mathfrak{E}|^2}\,4\,R_0\,R = \frac{4\,R_0\,R}{\left|\dfrac{\mathfrak{Z}}{\mathfrak{Sin}\,\mathfrak{g}}\right|^2}\left|\frac{\mathfrak{K}^2}{1-\mathfrak{K}^2}\right|^2. \quad (27)$$

Auch der Wirkungsgrad der Anlage nach der Definition der Starkstromtechnik kann in sehr einfacher Weise aus den Wirkbestandteilen der Leerlaufwiderstände und des Kernwiderstandes berechnet werden; ich gehe hierauf aber nicht näher ein.

Alle bisher mitgeteilten Beziehungen gelten allgemein für jeden beliebigen symmetrischen oder unsymmetrischen Vierpol in Verbindung mit einer beliebigen Energiequelle und einem beliebigen Verbraucher. Sie vereinfachen sich außerordentlich, wenn man voraussetzt, daß der Vierpol an die Zweipole nach dem Wellenwiderstande angepaßt ist. Man kann die Bedeutung der Anpassung bei unseren Formeln dadurch zum Ausdruck bringen, daß man nach den Gleichungen

$$\left.\begin{aligned}\frac{\mathfrak{R}_0}{\mathfrak{Z}_1} &= \mathfrak{Tg}\,\mathfrak{r}_0, \\ \frac{\mathfrak{R}}{\mathfrak{Z}_2} &= \mathfrak{Tg}\,\mathfrak{r}\end{aligned}\right\} \quad (28)$$

zwei Anpassungsmaße $\mathfrak{r}_0$ und $\mathfrak{r}$ einführt. Dann werden z. B. die Stromstärken

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{J}_1 &= \mathfrak{s}\,\frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{Z}}\,\frac{\mathfrak{Cof}\,\mathfrak{r}_0\,\mathfrak{Cof}\,(\mathfrak{g}+\mathfrak{r})}{\mathfrak{Sin}\,(\mathfrak{r}_0+\mathfrak{g}+\mathfrak{r})}, \\ \mathfrak{J}_2 &= \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{Z}}\,\frac{\mathfrak{Cof}\,\mathfrak{r}_0\,\mathfrak{Cof}\,\mathfrak{r}}{\mathfrak{Sin}\,(\mathfrak{r}_0+\mathfrak{g}+\mathfrak{r})},\end{aligned}\right\} \quad (29)$$

die Scheinwiderstände

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{U}_1 &= \mathfrak{Z}_1\,\mathfrak{Tg}\,(\mathfrak{g}+\mathfrak{r}), \\ \mathfrak{U}_2 &= \mathfrak{Z}_2\,\mathfrak{Tg}\,(\mathfrak{g}+\mathfrak{r}_0).\end{aligned}\right\} \quad (30)$$

Hieraus ist z. B. sofort zu ersehen, daß für $\mathfrak{J}_2$, aber nicht für $\mathfrak{J}_1$, der Frankesche Umkehrungssatz gilt und daß bei wachsendem Übertragungsmaß ebenso wie bei wachsendem Anpassungsmaß der Unterschied zwischen Schein- und Wellenwiderstand immer geringer wird.

[8]) A. Poulsen, Elektrot. Zeitschr. **44** (1923), 589 bis 593.

Lassen wir die Anpassungsmaße über alle Grenzen wachsen, so daß ihre hyperbolischen Tangenten gleich 1 werden, so erhalten wir die folgenden äußerst einfachen Formeln[9]):

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{ü}_1 &= \mathfrak{s}\, e^{-\mathfrak{g}} = \mathfrak{s}\, e^{-b} \underline{/-a}\,, \\ \mathfrak{ü}_2 &= \frac{1}{\mathfrak{s}}\, e^{-\mathfrak{g}} = \frac{1}{\mathfrak{s}}\, e^{-b} \underline{/-a}\,, \\ \mathfrak{K} &= e^{-\mathfrak{g}} = e^{-b} \underline{/-a}\,. \end{aligned}\right\} \tag{31}$$

Diese drei Größen hängen dann also nur noch von den Vierpolparametern ab. Wie Sie sehen, ist das Dämpfungsmaß b bei Anpassung tatsächlich das logarithmische Maß für den Betrag der komplexen Kopplung und damit für die Übertragungsfähigkeit des Vierpols.

Weiter wird

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{J}_1 &= \frac{\mathfrak{E}}{2\,\mathfrak{Z}_1}\,, \\ \mathfrak{J}_2 &= \frac{\mathfrak{E}}{2\,\mathfrak{Z}}\,\mathfrak{K} = \frac{\mathfrak{E}}{2\,\mathfrak{Z}}\, e^{-b} \underline{/-a}\,. \end{aligned}\right\} \tag{32}$$

Im Falle der Anpassung ist also der sekundäre Strom einfach der Kopplung direkt und dem mittleren Wellenwiderstand umgekehrt proportional; sein Betrag hängt nur von dem mittleren Wellenwiderstand und exponentiell vom Dämpfungsmaß b ab.

Der Vorteil einer einheitlichen Vierpoltheorie liegt zunächst auf dem Gebiete des Unterrichts. Viele Ableitungen, die man bisher bei der Theorie des Übertragers, der Kettenleiter oder der Leitungen geben mußte, können ein für allemal in der Vierpoltheorie erledigt werden. Dadurch wird besonders die Leitungstheorie entlastet, und man kann dann um so mehr Zeit auf die Diskussion der Frequenzabhängigkeiten und der mehr praktischen Fragen verwenden. Außerdem wird es möglich, die Leitungstheorie elementar abzuleiten, d. h. nur mit dem Aufgebot mathematischer Hilfsmittel, ohne das man auch in der gewöhnlichen Wechselstromtechnik nicht auskommt.

Aber auch die Praxis wird aus der Vierpoltheorie Nutzen ziehen können. Gewiß sind sämtliche in unseren Gleichungen vorkommenden Größen komplex. Man kann deshalb nicht ohne weiteres nach unseren formal so einfachen und durchsichtigen Gleichungen eine gesuchte Größe, z. B. die Stromstärke im Verbraucher, abschätzen. Das liegt aber an der Kompliziertheit des Problems und würde erst recht auch dann gelten, wenn wir von der Begriffsbildung der Vierpoltheorie keinen Gebrauch gemacht hätten. Man darf also eine wirkliche Ausrechnung nicht scheuen. Die Aufgabe aber, aus den gegebenen Frequenzabhängigkeiten der Zweipol- und Vierpolgrößen beispielsweise die sekundäre Stromstärke zahlenmäßig zu berechnen, macht nicht die geringsten Schwierigkeiten. Die allgemeinen Formeln sind so einfach, daß sie sofort im Gedächtnis haften; und das Rechnen mit komplexen Größen kann ja nur dem schwer fallen, der entweder nicht im Besitze der nötigen Rechenhilfsmittel ist oder es nie ernstlich versucht hat.

Sollen die gesuchten Größen nicht zahlenmäßig berechnet, sondern, etwa als Funktion der Frequenz, diskutiert werden, so bleibt natürlich nichts anderes übrig, als die Parameter $\mathfrak{R}_0$, $\mathfrak{R}$, $\mathfrak{Z}$, $\mathfrak{g}$, $\mathfrak{s}$ durch die Frequenz und die Wirkwiderstände, Induktivitäten, Kapazitäten auszudrücken. Man erhält dann im allgemeinen recht komplizierte Ausdrücke, die selbstverständlich, wenn richtig gerechnet worden ist, genau übereinstimmen mit den Ausdrücken, die man auch unmittelbar auf Grund der Kirchhoffschen Regeln erhalten könnte.

Die Diskussion solcher Frequenzabhängigkeiten wird sich meist nur in gewissen Frequenzbereichen einigermaßen einfach gestalten lassen, so z. B. bei einer Siebkette im Durchlässigkeitsbereich. Eine weitere Schwierigkeit, die sich einer exakten Diskussion entgegenstellt, liegt darin, daß man im allgemeinen die Frequenzabhängigkeit der Parameter $\mathfrak{R}_0$, $\mathfrak{R}$, $\mathfrak{Z}$, $\mathfrak{g}$, $\mathfrak{s}$ nur unvollkommen analytisch darstellen kann. Man denke etwa an eisenhaltige Induktivitäten. Ein gewöhnlicher Übertrager mit Eisenkern z. B. hat eine komplexe Gegeninduktivität mit frequenzabhängiger Phase, und es kann zu starken Fehlern führen, wenn man diese wie üblich gleich 90^0 setzt.

Wenn nun eine exakte Diskussion einer Frequenzabhängigkeit bei einer Vierpolschaltung aus den beiden angegebenen Gründen im allgemeinen doch nicht möglich ist, so wird es meist genügen, statt der genauen allgemeinen Vierpolgleichungen die äußerst einfachen Gleichungen zu verwenden, die für den Sonderfall der Anpassung nach dem Wellenwiderstand gelten. Dies ist der Weg, der sich in der Praxis tatsächlich bis jetzt noch immer bewährt hat. Hält man es für wünschenswert, das Ergebnis der Näherungsrechnung genauer nachzuprüfen, so bieten sich hierzu die allgemeinen Vierpolgleichungen als einfachstes Hilfsmittel dar. Die mangelhafte Kenntnis der Frequenzabhängigkeit der Vierpole spielt dann keine Rolle, da man ja wenigstens für einen Teil der Vierpole Messungen zu Hilfe nehmen kann, durch welche die Parameter $\mathfrak{Z}$, $\mathfrak{g}$, $\mathfrak{s}$ einfach, rasch und sicher bestimmt werden können.

Ich hoffe, daß sich die Vierpoltheorie, in dieser Weise verwendet, in der Fernmeldetechnik noch als sehr nützlich erweisen wird.

---

[9]) $\underline{/-a}$ ist gleichbedeutend mit e^{-ja}.



Verfeinerte Hochfrequenzmessung zu technischen Zwecken (Torkontrolle).

Von Heinrich Geffcken und Hans Richter.

(Vortragender: Hans Richter, Leipzig.)

Inhalt: Es wird ein Hochfrequenzverfahren beschrieben, mit Hilfe dessen es gelingt, kleine Metallstücke, welche Personen mit sich tragen, akustisch nachzuweisen, womit ein Mittel gegeben ist, um Metalldiebstähle in Betrieben zu bekämpfen.

Die Elektronen-Röhre hat sich im Laufe der letzten Jahre ein Anwendungsgebiet erobert, welches weit über das der Nachrichten-Übermittelungen hinausgeht. Überall da, wo Hochfrequenzschwingungen zu Meßzwecken benötigt werden und Konstanz des Schwingungszustandes erforderlich ist, hat sie sich als zuverlässiges Hilfsmittel erwiesen. Es sei nur an das umfangreiche Gebiet der Erderforschung erinnert, wo es sich darum handelt, Stoffe, welche in andere Substanzen eingebettet und damit der direkten Untersuchung unzugänglich sind, auf Grund ihrer elektrischen Eigenschaften nachzuweisen. Im folgenden handelt es sich um ein Anwendungsgebiet der mit Röhren erzeugten elektrischen Schwingungen, bei welchem der Nachweis von verborgenen Metallen das Ziel bildet.

Die Inflationszeit in Deutschland brachte eine derartige Spannung zwischen Lebenshaltung und Sachwerten mit sich, daß Metalldiebstähle in den technischen Betrieben in auffälliger Weise überhand nahmen. Man schützte sich dagegen durch Leibesvisitation und strenge Beaufsichtigung. Für den technischen Physiker jedoch ergab sich das Problem, die lästige Leibesvisitation und den kostspieligen Apparat von Aufsichtsbeamten durch eine automatische Kontrollvorrichtung zu ersetzen. Die zu lösende Aufgabe war der Nachweis von etwaigen Metallstücken, welche die den Betrieb verlassenden Personen bei sich führen. Die Lösung dieser Aufgabe erscheint prinzipiell einfach. Trotzdem sind derartige Vorrichtungen heute noch kaum im Gebrauch. Es stellen sich nämlich der Durchbildung einer solchen Kontrollvorrichtung Schwierigkeiten entgegen, die sich erst übersehen lassen, wenn man die physikalischen Voraussetzungen einer näheren Prüfung unterzieht.

Es liegt nahe, dem Nachweis von Metallen ihre magnetischen Eigenschaften oder ihr Verhalten im magnetischen Wechselfeld zugrunde zu legen. In dieser Richtung sind schon eine Reihe von Wegen vorgeschlagen worden. Vor allem benutzte man den Einfluß von metallischen Leitern auf die Wechselstromgrößen einer Selbstinduktionsspule. Die im Metall auftretenden Wirbelströme wirken bekanntlich auf die felderzeugende Selbstinduktionsspule derart zurück, daß sie deren Leistungsverbranch vergrößern und ihren induktiven Widerstand herabsetzen. Andererseits kann man durch Einbringen von Metall zwischen mehreren Systemen eine Kopplung herbeiführen oder deren Kopplung ändern. Es gibt nun zwei Arten des Nachweises einer Änderung von Wechselstromgrößen in Selbstinduktionsspulen: Einmal die Brückenmethoden[1]), bei denen man die Änderungen auf Potentialunterschiede zurückführt, und andererseits die Schwingungsmethoden[2]), wobei die betreffende Selbstinduktionsspule einem Schwingungskreise angehört und die Eigenschwingung dieses Kreises irgendwie kontrolliert wird. Beide Wege führen jedoch nicht zum Ziel. Die Metallstücke, deren Nachweis erforderlich ist, haben so geringe Größe im Vergleich zum menschlichen Körper, daß sich nahes Heranbringen von Untersuchungsapparaten nur schwer erreichen läßt. Vielmehr ist es zweckmäßig, die zu untersuchenden Personen die torbogenartigen Windungen einer Selbstinduktionsspule durchschreiten zu lassen. Die Beobachtungsmethode muß allerdings dann außerordentlich empfindlich sein, soll die Rückwirkung der etwa taschenuhrgroßen Metallstücke nachweisbar bleiben. Die auftretenden Selbstinduktionsänderungen betragen etwa $1/100\ ^0/_{00}$ bis $1/10\ ^0/_{00}$. Im Laboratorium läßt sich die Empfindlichkeit einer Brückenanordnung oder einer Schwingungsmethode bis zu dem geforderten Grade steigern. Aber eine derartige Anordnung würde sich für den praktischen Gebrauch als ungeeignet erweisen.

Die Verfasser sind aus diesem Grunde einen vollkommen anderen Weg gegangen. Sie verfeinern nicht den Nachweis der Veränderung eines Wechselstromvorganges, wie es beispielsweise durch Thermokreuzbrücken oder Tonschwebungsmethoden geschieht, sie vergrößern vielmehr direkt die Veränderung des Wechselstromvorganges selbst. Der Nachweis dieser Veränderung läßt sich dann mit einfachsten Mitteln leicht ausführen.

Dies läßt sich folgendermaßen erläutern:

Es sei z. B. die Änderung der Wechselstromgröße einer Selbstinduktionsspule gegeben, damit ist gleichzeitig die Eigenfrequenzänderung des zugehörigen Schwingungskreises festgelegt. Die Größe der Eigenfrequenzänderung bestimmt sich angenähert durch die Thomsonsche Formel. Es kann also ein Nachweis nur dadurch verfeinert werden, daß man die Frequenzbeobachtung empfindlicher gestaltet. Das letztere unterlassen die Verfasser und wählen statt dessen eine Anordnung, bei welcher die Änderung der schwingenden Frequenz nicht der Thomsonschen Formel

[1]) Vergl. Reithoffer D. R. P. 326467.

[2]) Vergl. Telefunken D. R. P. 305574.



gehorcht und $\frac{d\nu}{dL}$[3]) beliebig, ja sogar bis unendlich gesteigert werden kann. Dies läßt sich durch Verwendung der Kopplungsschwingungen eines ungedämpften Generators erreichen. Koppelt man z. B. einen schwingungsfähigen Kreis lose mit einem Röhrengenerator, so weicht die Frequenz

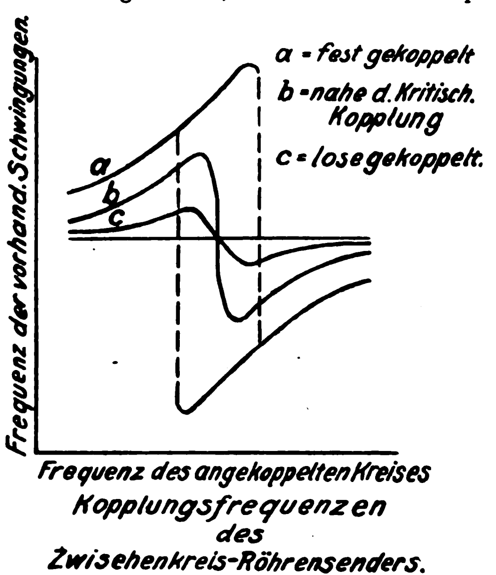


Abb. 1.

der Generatorschwingung von der ursprünglich vorhandenen Frequenz im entgegengesetzten Sinne ab als die Eigenfrequenz des gekoppelten Systems. Ist die Eigenfrequenz des angekoppelten Systems kleiner als diejenige des Generatorkreises, so wird die Frequenz der auftretenden Kopplungsschwingungen größer und umgekehrt. Infolgedessen besteht ein Übergangsgebiet. Abb. 1 zeigt graphisch die auftretende Kopplungsschwingung als Funktion von der Eigenfrequenz des angekoppelten Kreises für drei verschiedene Kopplungsgrade. Man ersieht, daß in der Nähe der Resonanzabstimmung beider Kreise ein Gebiet entsteht, in dem bei geeigneter Kopplung die Frequenzänderung der vorhandenen Schwingung größer ist als die Eigenfrequenzänderung eines der beiden Schwingungskreise. Die Frequenzempfindlichkeit des Gebietes läßt sich durch die Kopplung einstellen. Bei kritischer Kopplung wird die Steilheit des Überganges unendlich. Bei weiterer Vergrößerung des Kopplungsgrades wird die Frequenzänderung unstetig und es tritt die vom Zwischenkreissender her bekannte Erscheinung des Ziehens ein. Durch Überlagerung sind die Frequenzänderungen in einfacher Weise der Beobachtung zugänglich zu machen. Es ist also ohne jede schwierige Zusatzschaltung ein hochempfindlicher Nachweis kleinster Eigenfrequenzänderungen von Schwingungskreisen möglich, so daß sich für diese Anordnung ein weites Gebiet der Anwendung, insbesondere auch zu wissenschaftlichen Untersuchungen, ergibt. Der Empfindlichkeit der Methode ist allerdings dadurch eine Grenze gesetzt, daß auch die Schwingungen des Röhrengenerators Schwankungen unterworfen sind, jedoch ist eine Meßgenauigkeit bis 1/100 ‰ leicht zu erreichen.

Die Anwendung dieses Verfahrens auf die Personenkontrolle erfolgt in der Weise, daß die Selbstinduktion einer der beiden miteinander gekoppelten Schwingungskreise als torbogenartige Spule ausgebildet ist. Mit Hilfe eines Überlagerers wird die Frequenz beobachtet. Zweckmäßig wird die Kopplung so gewählt, daß die Frequenzänderung gerade beginnt, unstetig zu werden, also etwas fester als kritisch. Durch Einbringen eines Metallstückes findet dann eine sprunghafte, im Telefon deutlich wahrnehmbare Tonänderung statt. Mit Entfernen des Metalls geht der Ton sprunghaft in seine Anfangslage zurück. Es ist bereits mit zwei Einstellungen, nämlich der Kopplung und Abstimmung, die Höchstempfindlichkeit der Anordnung erreichbar. Die Beobachtung des Tones bildet zugleich eine ständige Kontrolle für den Betriebszustand der Anordnung.

Abb. 2 zeigt eine eingebaute Apparatur, wie sie neuerdings durch die Firma Gebrüder Wetzel, Leipzig-Plagwitz, Markranstädter Str. 37/39 in den Handel gebracht worden ist.

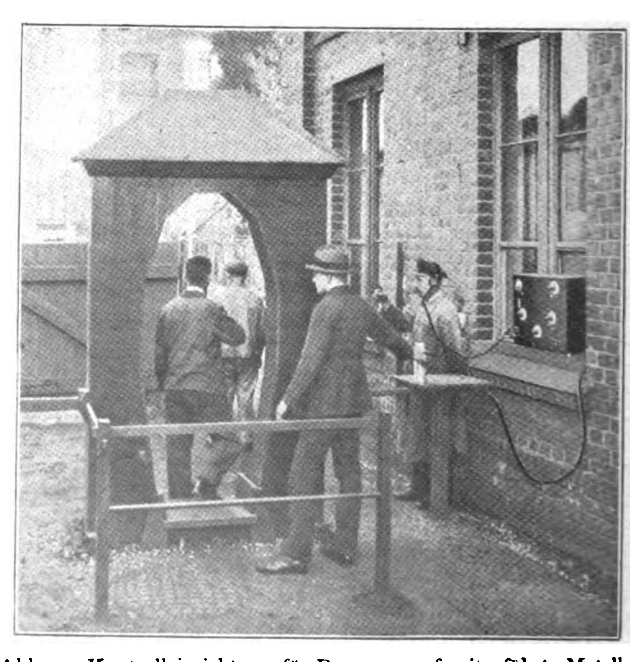


Abb. 2. Kontrolleinrichtung für Personen auf mitgeführte Metalle.

[3]) ν = Frequenz, L = Selbstinduktion.

Im praktischen Betrieb der Apparatur ergibt sich als Übelstand die hohe Empfindlichkeit, welche sowohl Uhren als auch Metall-Etuis, Armreifen und dergleichen mehr zur Anzeige gelangen läßt. Die dadurch hervorgerufenen Störungen der Kontrolle lassen sich leicht beseitigen, wenn man einmal durch entsprechende Wahl der Kopplung die Empfindlichkeit nur soweit steigert, als unbedingt erforderlich ist und zum anderen dadurch, daß man neben dem Durchgang einen Abstelltisch anbringt, auf welchem Kochgeschirre und andere größere Metallgegenstände abgelegt und nach dem Durchschreiten des Tores von der kontrollierten Person wieder an sich genommen werden.

Über die Verstärkung kurzer Wellen.

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium in Siemensstadt.)

Von Hans Riegger u. Ferdinand Trendelenburg.

Inhalt: Messungen des Verstärkungsgrades von Hochfrequenzverstärkern im Bereich von $\lambda = 1000$ m und $\lambda = 70$ m.

Die Kaskadenschaltung von Mehrfach-Hochfrequenzverstärkern unter $\lambda = 1000$ m stößt auf erhebliche Schwierigkeiten. Man ist gezwungen, zur Übertragung der Hochfrequenz von einem Rohr auf das nächstfolgende scharf abgestimmte Systeme — teilweise sogar unter Benutzung von Rückkoppelung — einzuschalten, so daß sich nennenswerte Selektivitäten ergeben; die Bedienung dieser Verstärker erfordert eine geübte Hand. Hiermit läßt sich nur eine begrenzte Verstärkung erzielen; für entferntere Stationen muß noch Niederfrequenzverstärkung eingesetzt werden.

Die Hochfrequenzverstärkung bietet aber gerade für kleine Anfangsamplituden besondere Vorteile: Die dynamische Charakteristik eines Gleichrichterrohres besitzt auf dem Knick der Kurve (also bei kleinen Amplituden) einen nahezu quadratischen Verlauf, verstärken wir die Hochfrequenz auf die n fache Spannungsamplitude, so erhalten wir den n^2 fachen Anodenstrom im Gleichrichter, sparen also die n^2 fache Niederfrequenzverstärkung.

Wir wollen im folgenden über Messungen berichten, die wir an Kaskadenhochfrequenzverstärkern zwischen $\lambda = 1000$ m bis etwa $\lambda = 70$ m vorgenommen haben. Die untersuchten Mehrfachverstärker sind so geschaltet, daß sie auch für diese kurzen Wellen verhältnismäßig breite Wellenbereiche ohne Nachstellung gleichmäßig verstärken.

Wir wollen nun zunächst betrachten, in welchen Umständen die Schwierigkeiten begründet sind, welche bei der Verstärkung kurzer Wellen auftreten.

1. Zur Theorie der Hochfrequenzverstärker.

Die Hochfrequenzverstärker sind im allgemeinen in folgender Weise geschaltet (Abb. 1):

Die ankommende Welle erzeugt am Gitter G_1 eine Spannung, die verstärkte Spannung wird an der Hochfrequenzdrossel H_{d_1} abgegriffen und über den Blockkondensator C_1 dem Gitter G_2 zugeführt, dies Spiel wiederholt sich in mehrfacher Kaskade, das letzte Rohr ist als Gleichrichter geschaltet, so daß die Niederfrequenzmodulation im Telephon T abgehört werden kann.

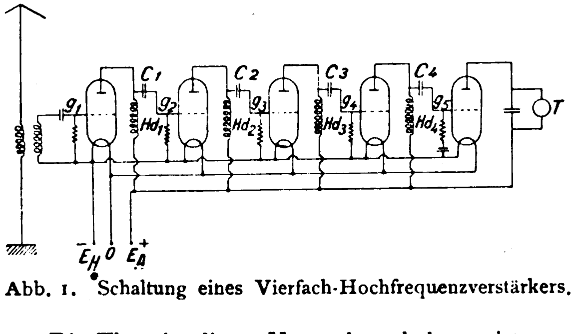


Abb. 1. Schaltung eines Vierfach-Hochfrequenzverstärkers.

Die Theorie dieser Verstärkerschaltung ist von Barkhausen[1]) berechnet worden, unter der Voraussetzung, daß jede Röhre wie ein Generator wirkt, welcher den inneren Widerstand R_i besitzt und auf einen äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a$ arbeitet, läßt sich die Verstärkung der Spannung V_{sp} (Verhältnis der Spannung am Gitter e_g zur Spannung an der Anode e_a) schreiben.

$$V_{sp} = \frac{1}{D} \left| \left(\frac{1}{1 + \frac{R_i}{\mathfrak{R}_a}} \right) \right| \qquad \text{(I)}$$

Hierbei ist

D der Durchgriff

R_i der innere Widerstand des Rohres

$\mathfrak{R}_a$ der gesamte äußere Widerstand des Anodenkreises.

D und R_i sind aus den Herstellungsdaten des Rohres gegeben; um zu sehen, wie sich die Verstärkungsziffer V_{sp} mit der Wellenlänge verhält, brauchen wir daher nur zu betrachten, welchen Wert $\mathfrak{R}_a$ für die verschiedenen Frequenzen annimmt. Für lange Wellen, bei denen irgendwelche kapazitiven Nebenschlüsse der Zuleitungen usw. noch keine Rolle spielen, ist es leicht, eine Hochfrequenzdrossel zu bauen, deren Induktanz $> R_i$ wird, dann erhalten wir für die Verstärkung gemäß Formel (I) nahezu den theoretisch größtmöglichsten Wert $1/D$.

Lassen wir nun allmählich die Welle abnehmen, so beginnen die unvermeidlichen Kapazitäten zu

[1]) H. Barkhausen, Elektronenröhren, Verlag von S. Hirzel, Leipzig 1923.

stören, welche als Nebenschluß zu der Hochfrequenzdrossel liegen. Es sind dies neben der Eigenkapazität Glühdraht-Anode desjenigen Rohres, dessen Verstärkung wir betrachten, die Kapazitäten der Zuleitungen, die Eigenkapazität der Drossel selbst und die Kapazität Gitter—Anode des auf die betrachtete Röhre folgenden Rohres. Wir wollen sehen, welchen Wert dieser parallel zur Drossel liegende Wechselwiderstand ungefähr erreicht. Nehmen wir an, die Gesamtkapazität sei 30 cm — dieser Wert entspricht nach überschlägigen Messungen ungefähr den hierbei auftretenden Kapazitätswerten — so wird

für λ = m	$\frac{1}{\omega C}$ Ohm
1000	16 000
500	8 000
250	4 000

Dies bedeutet also, daß schon für eine Wellenlänge von 1000 m für normale Rohre (innerer Widerstand $\sim$ 30 000 Ohm) $\mathfrak{R}_a < R_i$ wird, da ja der Hochfrequenzdrossel ein Widerstand von nur 16 000 Ohm parallel liegt, die Verstärkung nimmt damit rasch ab.

Das hier geschilderte durch die unvermeidlichen kapazitiven Nebenschlüsse bedingte Verhalten der Hochfrequenzverstärker wurde auch experimentell festgestellt, es ist hierüber eine Dissertation von A. Bley[2]) erschienen, sie ist unabhängig von unseren Untersuchungen entstanden, die damals in den großen Linien schon durchgeführt waren.

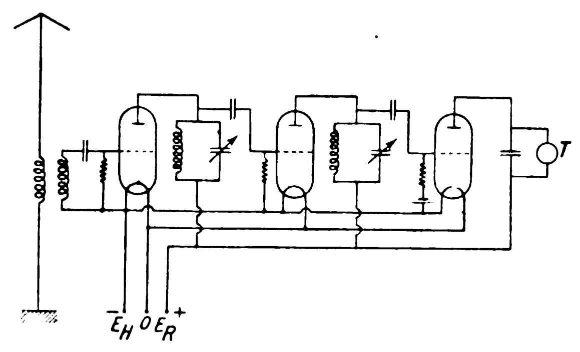


Abb. 2. Zweifachverstärker mit abgestimmten Kreisen.

Man hat vorgeschlagen, den Wirkungsbereich der Hochfrequenzverstärker dadurch in das Gebiet der kürzeren Wellenlängen auszudehnen, daß man statt der Hochfrequenzdrossel Schwingungskreise verwendet, welche auf die aufzunehmende Wellenlänge abgestimmt sind.

Der äußere Widerstand $\mathfrak{R}_a$, welcher dann der komplexe Widerstand einer Parallelschaltung von Induktivität und Kapazität ist, zeigt in diesem Falle in Abhängigkeit von der Wellenlänge ein scharf ausgesprochenes Maximum, die Widerstandskurve besitzt die Form einer Resonanzkurve. $\mathfrak{R}_a$ erreicht im Abstimmungsfall den Maximalwert $\mathfrak{R}_a = \frac{\omega L \cdot \pi}{d}$, wobei d das logarithmische Dekrement des Schwingungskreises ist. Bei entsprechend kleinem Wert von d wird $\mathfrak{R}_a \gg R_i$ und damit eine

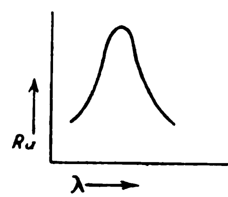


Abb. 3. Widerstand einer Parallelschaltung von Induktivität und Kapazität in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

beträchtliche Verstärkung gemäß Gleichung (I) erzielt.

Die Verkleinerung des Dekrementes stößt bald auf praktische Schwierigkeiten, schalten wir mehrere Verstärker in Serie, so wird dadurch die Resonanzkurve des gesamten Verstärkersystems außerordentlich spitz, da dann mehrere aufeinander abgestimmte schwach gedämpfte Schwingungskreise miteinander gekoppelt sind. Eine gewisse Erleichterung der Bedienung ließe sich höchstens dadurch erreichen, daß man die Abstimmittel durch einen gemeinsamen Handgriff zwangsläufig betätigt.

Die geschilderten Schwierigkeiten sind jedoch auf einen anderen Weg zu umgehen: Man macht die Induktivität L möglichst groß (wobei man allerdings die Kapazität C entsprechend verkleinern muß, um die gleiche Abstimmung zu behalten) dann kann man selbst für ein verhältnismäßig großes Dekrement einen günstig hohen Wert von $\mathfrak{R}_a$ erhalten. Wir haben die Vergrößerung von L und die Verkleinerung von C soweit getrieben, daß wir jede fremde Zusatzkapazität völlig vermieden haben und ausschließlich die in der Schaltung selbst liegenden oben ausführlich diskutierten Kapazitäten zur Abstimmung benutzt haben. Um auch die Restkapazität der Induktivität möglichst zu verringern, wurde diese in folgender Weise gebaut: Auf einem zylindrischen Kern aus Hartgummi von beispielsweise 80 mm Länge und 14 mm Durchmesser wurde dünnster besponnener Kupferdraht (Durchmesser 0,03 mm) in einer einzigen Lage Windung an Windung aufgespult. Die dann noch vorhandene Restkapazität der Spule spielt gegen die Eigenkapazitäten der Röhre und der Schaltung keine Rolle. Eine solche Spule, Schwingdrossel kann man sie nennen, ist dann zusammen mit den Eigenkapazitäten der Röhre und der Schaltung z. B. auf etwa 400 m

[2]) Archiv für Elektrotechnik XII, 1923, S. 124.



Wellenlänge abgestimmt. Infolge des hohen Wertes der Selbstinduktion und des geringen Wertes der Kapazität würde die Dämpfung dieser Schwingdrossel sehr gering sein, wir würden eine unerwünscht spitze Resonanzkurve erhalten. Aus diesem Grunde haben wir eine künstliche Dämpfung angebracht, es wurde z. B. ein Teil der Schwingdrossel — für die beschriebene Drossel waren es 10 mm — nicht mit Kupferdraht, sondern mit Konstantandraht bewickelt.

Rechnet man sich die Verstärkungsziffer V_{sp} für diese Werte der Induktivität und der Dämpfung aus, so erhält man etwa 75 % des theoretisch möglichen Wertes, diese Werte wurden auch, wie wir weiter unten zeigen werden, experimentell verifiziert, der große Vorteil, den die Methode der Schwingdrossel vor der Methode der gewöhnlichen abgestimmten Kreise besitzt, ist aber nun der, daß die Spannungsverstärkung eines mit derartigen stark gedämpften Schwingdrosseln ausgerüsteten Hochfrequenzverstärkers innerhalb eines größeren Wellenbereiches nahezu konstant ist. Wir haben z. B. einen Verstärker gebaut, welcher in den gesamten Rundfunkbereich von etwa $\lambda \cong 350$ m bis $\lambda \cong 500$ m ohne irgendwelche Nachstellung gute Verstärkung in vierfacher Kaskade ergab.

Die Verstärkung wurde objektiv bestimmt; vor Diskussion der Leistungsfähigkeit einiger nach dem Prinzip der Schwingdrosseln gebauter Mehrfachverstärker soll nun zunächst die Meßmethode besprochen werden, welche wir für die Verstärkermessungen verwendeten.

2. Die Meßmethode für Verstärkermessungen.

Die wichtigste Grundlage aller Verstärkungsmessungen muß stets die genau definierte hochfrequente E.M.K. und die genau definierte Koppelung des Verstärkers mit dieser E.M.K. bilden. Um der ersten Forderung zu genügen, haben wir uns eines Senders bedient, dessen sämtliche Schaltungselemente, wie Röhre, Heizbatterie, Anodenbatterie, Induktivität und Kapazität, in einem mit Blech beschlagenen und sorgfältig geerdeten Kasten untergebracht waren. So gelingt es, jede kapazitive Störkoppelung nach außen zu vermeiden; die magnetische Streuung wurde dadurch vermieden, daß die Induktivitäten als ringgeschlossene Toroidspulen ausgeführt waren (Abb. 4)

Aus diesem Sender wurden nur wenige Windungen, welche im Anodenkreis lagen, zum Koppeln nach außen geführt, sie wurden für die Messungen mit kürzeren Wellen überdies gegen kapazitive Streuung durch geerdetes dünnes Staniol geschützt. Das eine Ende dieser Koppelungsspule ist überdies gleichzeitig die Erdung des gesamten Sendekreises.

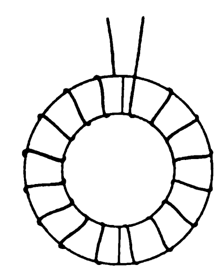


Abb. 4. Die streuungsfreie Toroidspule.

Die zur Untersuchung gelangende Hochfrequenzverstärkerschaltung war in ähnlicher Weise völlig in einem geerdeten Kasten eingebaut, für die kürzeren Wellen stand auch das Meßinstrument im Anodenkreis des Gleichrichters innerhalb des statischen Schutzes und wurde durch einen kleinen Schlitz abgelesen. Zur Koppelung mit dem Sender waren wiederum mehrere Windungen, welche am Gitter des ersten Rohres lagen, herausgeführt.

Die Messungen am Hochfrequenzverstärker erfolgte nun in folgender Weise (Abb. 5).

Die Koppelungsspule des Senders K_s war unterteilt. In ähnlicher Weise geht auch Bley (a. a. O.) vor. Es konnten wahlweise 1 bzw. 4 Windungen eingeschaltet werden (für längere Wellen wurden auch andere Unterteilungen, z. B. 1, 3, 6 verwendet). Die Koppelungsspule K_v des Verstärkers blieb im allgemeinen unverändert (ihre Windungszahl war je nach dem Wellenlängenbereich, in welchem gemessen werden sollte, verschieden).

Nun wurde zunächst die Abhängigkeit des Anodenstromes des letzten (Gleichrichter) Rohres von der am Gitter liegenden Wechselspannung mit Hilfe der Frankeschen Maschine bestimmt. Es ergab sich dann z. B. folgender Verlauf der dynamischen Gleichrichtercharakteristik (Abb. 6).

Wir verwendeten nun z. B. zunächst 4 Windungen am Sender und verbanden die Koppe-

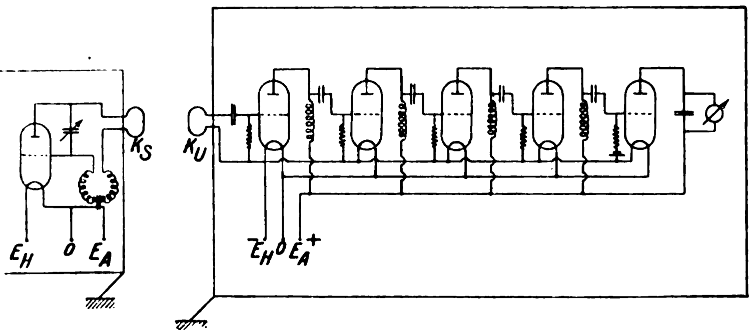


Abb. 5. Die Meßschaltung für Hochfrequenzverstärkung.

lungsspule K_v mit dem Gitter des Gleichrichterrohres. Hierbei ergab das Meßinstrument im Anodenkreis beispielsweise einen Ausschlag von 85 Skt. Dann wurde ohne die geometrische Lage der Koppelung zu ändern, nur eine Windung eingeschaltet, und die Koppelungsspule K_v an das vor dem Gleichrichter liegende letzte Verstärkerrohr angelegt. Der Gleichrichter zeigte nun bei-

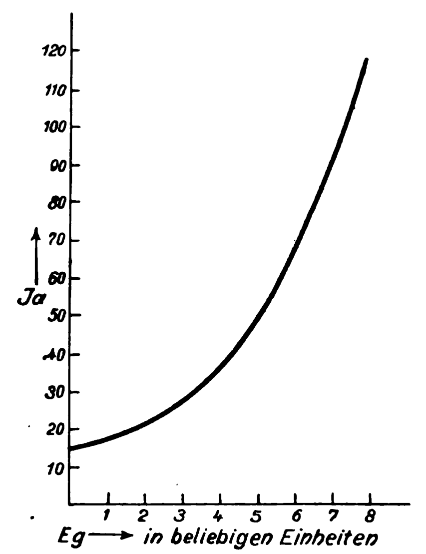


Abb. 6. Abhängigkeit des Gleichrichterstromes von der am Gitter angelegten Wechselspannung (Dynamische Charakteristik).

spielsweise einen Ausschlag von 110 Skt. Rechneten wir nun auf die absolute E.M.K. nach Eichungskurve 6 um, so ergab sich das Verhältnis der im ersten Fall am Gleichrichter liegenden Spannung zu der Spannung nach Einschaltung des Verstärkerrohres zu 1,1, diesen Faktor müssen wir nun noch mit der Zahl 4 multiplizieren (denn um diesen Wert hatten wir ja die Koppelung durch Änderung der Windungszahlen geschwächt) um die Verstärkung der Spannung zu erhalten, wir bekommen also für unser Beispiel

$$V_{sp} = 4 \cdot 1{,}1 = 4{,}4 .$$

Nun wurden wieder 4 Windungen eingeschaltet, die Koppelung aber so lose gewählt, daß man mit der nunmehr wieder vierfach größeren E.M.K. den hinter dem Verstärkerrohr liegenden Gleichrichter gerade bis zu einem günstig hohen Wert der dynamischen Gleichrichtercharakteristik aussteuerte. Nach Vorschaltung eines weiteren Rohres wurde die Koppelung K_s wieder auf eine Windung reduziert und der Verstärkungsgrad auch dieses Rohres nach den besprochenen Umrechnungen bestimmt.

So haben wir Schritt für Schritt die Verstärkung bestimmt. Wir haben die Messungen über einen ganzen Wellenbereich natürlich dadurch vereinfacht, daß wir zunächst die in dem ganzen Bereich am Gleichrichter liegenden Spannungen ablasen, ehe wir die Windungszahl änderten, und dann entsprechend in einer Meßreihe die Spannungen nach Einschaltung des Verstärkerrohres bestimmten.

Es soll noch darauf hingewiesen werden, daß die genaue Bestimmung des Verstärkungsgrades sorgfältiges Arbeiten verlangt, insbesondere muß bei jeder Meßreihe festgestellt werden, ob tatsächlich keine kapazitive Störkoppelungen bestehen, zu diesem Zweck kann man die Koppelungsspule K_s umpolen, bleibt dann der Ausschlag des Meßinstrumentes am Gleichrichter derselbe, so kann man sicher sein, daß rein magnetische Koppelung besteht. Wird die Koppelungsspule K_v kurzgeschlossen, so darf das Meßinstrument im Gleichrichterkreis keinen Ausschlag zeigen.

Es ist fernerhin — namentlich bei kleineren Wellen — wichtig, den Fehler auszuschließen, welcher durch die geringen Änderungen der Wellenlänge entsteht, wenn man die Zahl der Koppelungswindungen ändert, man muß bei Verkleinerung der Koppelungswindungszahl die Kapazität des Senders entsprechend vergrößern, die noch vorhandenen Fehlermöglichkeiten (z. B. Änderung der Stromstärke des Senders durch Änderung des Verhältnisses L/C) sind, wie Messungen zeigten, so klein, daß sie nicht stören.

Wir haben teilweise auch so gearbeitet, daß wir K_s und K_v in ihrer Windungszahl konstant ließen, und nur die Koppelung in vorher geeichter Weise durch Ändern der Entfernung der Spulen variierten, die Meßergebnisse wurden hiervon nicht beeinträchtigt, sie blieben gleich.

Einige Ergebnisse der Verstärkungsmessungen zeigen die folgenden Diagramme.

3. Die Leistungsfähigkeit der einzelnen Verstärkertypen.

Als erste Messung soll die Abnahme der Verstärkung eines mit einem Ohmschen Widerstand als Hochfrequenzdrossel ausgerüsteten Verstärkerrohres nach kurzen Wellen hin gezeigt werden (Abb. 7, Kurve A). Das gleiche Diagramm zeigt auch die Verstärkung desselben Rohres nach Einschaltung einer Schwingdrossel. Während in dem ersten Fall die Verstärkung bei $\lambda = 400$ m nur etwa 2,2 fach ist, erreicht sie nach Einschaltung der Schwingdrossel nahezu den doppelten Betrag. Man ersieht außerdem, daß die Verstärkung in dem Bereich von $\lambda = 400$ m bis $\lambda = 600$ m nahezu konstant ist, wir hatten oben betont, daß wir wegen der großen Induktivität der Schwingdrossel eine beträchtliche Dämpfung wählen konnten, ohne die Verstärkung nennenswert zu beeinträchtigen.

Ausführliche Messungen haben wir an einigen Rohren der Type R. E. 86 durchgeführt. Die Er-

gebnisse zeigt Abb. 8. Hierbei wurde zunächst die Verstärkung des unmittelbar vor dem Gleichrichter liegenden Rohres bestimmt (*a*), dann wurde die Verstärkung des vorhergehenden Rohres ermittelt, die Multiplikation der Ordinaten beider

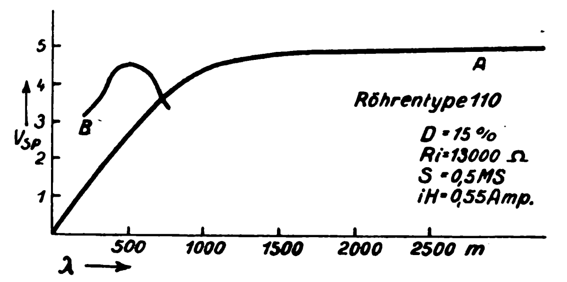


Abb. 7. Verstärkung eines Rohres in Abhängigkeit von der Wellenlänge.
a) Rein Ohmsche Drossel.
b) Schwingdrossel, Daten:
zylindrischer Hartgummikern, 14 mm Durchmesser, 80 mm lang, auf 70 mm Länge mit Kupferdraht, 0,03 mm Durchmesser, einlagig bewickelt, Rest mit Konstantandraht derselben Stärke.

Kurven gibt die Gesamtverstärkung der beiden vor dem Gleichrichter liegenden Rohre (*b*). So fuhren wir stufenweise fort, (*c*) bis zur Gesamtverstärkung des Vierfachverstärkers (*d*).

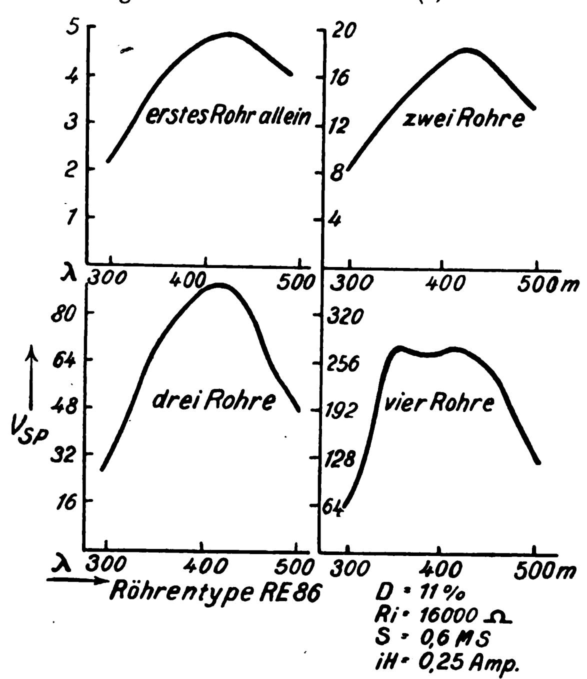


Abb. 8. Verstärkung eines Vierfachverstärkers mit stark gedämpften Schwingdrosseln.

Einen anderen Vierfachverstärker zeigt Kurve 9, hier wurden weniger gedämpfte Schwingdrosseln verwendet, bei $\lambda = 550$ m liegt hier ein ausgesprochenes Maximum der Verstärkung: die Schaltung zeigte für diesen Bereich eine gewisse Rückkoppelung, ohne jedoch bis zur Selbsterregung zu führen.

Zu den Kurven ist noch folgendes zu bemerken: Benutzt man, wie in Meßreihe 8, gleichabgestimmte stark gedämpfte Drosseln, so muß man die Induktivität der unmittelbar vor dem Gleichrichter liegenden Schwingdrossel größer wählen, wie die der anderen Drossel. Der Grund hierfür liegt darin, daß die Kapazität Gitter—Anode bei dem Gleichrichterrohr nur den Betrag der statischen Kapazität erreicht, während sie für die als Verstärker arbeitenden Rohre infolge der Rückwirkung der Anode auf das Gitter größer ist (dynamische Kapazität). Die Theorie dieser Erscheinung findet sich auch bei Barkhausen, experimentell wurde der Effekt in der erwähnten Dissertation von Bley gefunden. Wir fanden auch

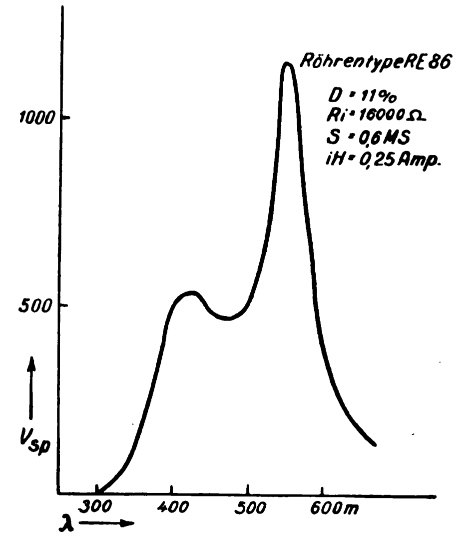


Abb. 9. Verstärkung eines Vierfachverstärkers mit schwach gedämpften Schwingdrosseln.

hier den Effekt qualitativ bestätigt, quantitativ ist er nicht so beträchtlich wie man zunächst annehmen sollte, der Grund hierfür liegt wohl darin, daß nur ein Teil der in Frage kommenden Gesamtkapazität vom dynamischen Gesichtspunkt aus zu bewerten ist. Dämpft man die Schwingdrossel schwächer (Abb. 9), so werden die Verhältnisse theoretisch sehr unübersichtlich. Der hier gemessene Verstärkersatz wurde so aufgebaut, daß zunächst an einer großen Zahl von verschiedenen Drosselkombinationen die bestmögliche Verstärkung für den gewünschten Wellenbereich empirisch festgestellt, und dann die genaue Verstärkung von Rohr zu Rohr bestimmt wurde. Die Schwierigkeiten der theoretischen Deutung wachsen bei Verringerung der Dämpfung stark an. Es treten dann über die unvermeidlichen Koppelungen der einzelnen Schwingdrosseln (insbesondere die Kapazität Gitter-Glühdraht bzw. Gitter-Anode) Koppe-

lungserscheinungen auf; die Beherrschung dieser Effekte müßte die Aufgabe einer besonderen Untersuchung bilden.

Zur Erweiterung des Verstärkungsbereiches zu noch kürzeren Wellen müssen wir vorteilhaft Rohre von noch kleinerem R_i und noch kleinerem D verwenden. Ein solches Rohr erhielten wir durch Herrn Dr. Rukop (Telefunken).

Im Rundfunkbereich gab das Rohr sehr gute Verstärkung, insbesondere erhielten wir mit einer schwachgedämpften Schwingdrossel nahezu den theoretischen Höchstwert $1/D$ (Abb. 10).

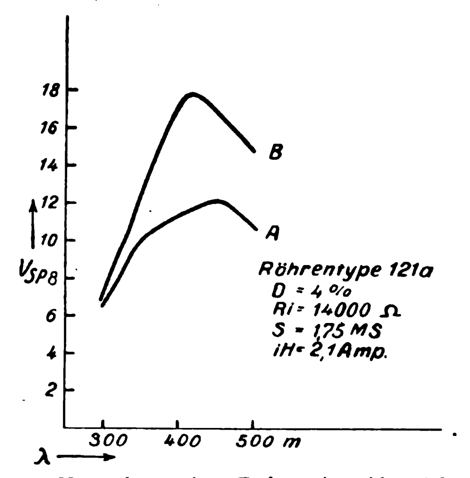


Abb. 10. Verstärkung eines Rohres in Abhängigkeit von der Dämpfung der Schwingdrossel.
Daten: zylindrischer Hartgummikern 14 mm.

	Länge der Kupferwicklung	Länge der Konstantanwicklung
Messing A	40 mm	2 mm
Messing B	38 mm	kein Konstantan

Drahtstärken 0,03 mm.

Eine Messung an einem mit diesem Rohr gebauten dreifach Hochfrequenzverstärker zeigt Abb. 11, man sieht, daß die Durchschnittsverstärkung pro Rohr im Bereich von etwa $\lambda = 132$ m bis $\lambda = 140$ m noch etwa 3,4 fach ist. Es gelang auch noch, die Wellenlänge $\lambda = 70$ m zu verstärken. Ein Dreifach-Verstärker gab hier etwa 25 fache Gesamtverstärkung, genaue Messungen waren jedoch nicht mehr möglich, da für diese außerordentlich kurzen Wellen bereits die kleinsten Änderungen der Lage eines Drahtes große Störungen hervorrufen.

Es ist selbstverständlich, daß man die Methode der Schwingdrossel vorteilhaft auch im Bereich langer Wellen verwenden kann, um bestimmte Selektivwirkungen herbeizuführen. So haben wir z. B. Schwingdrosseln mit Eisenkern gebaut, die Selektivverstärkung in einzelnen engen Wellenbereichen geringerer Frequenz lieferten.

Es wurden des weiteren auch Versuche gemacht, die schädliche Eigenkapazität der Röhren dadurch zu verringern, daß Anode und Gitter örtlich getrennt und nicht durch den üblichen Sockel ausgeführt wurden. Der Gewinn war zwar deutlich zu bemerken, aber nicht sehr beträchtlich, die Abnahme der Kapazität betrug etwa 20 %.

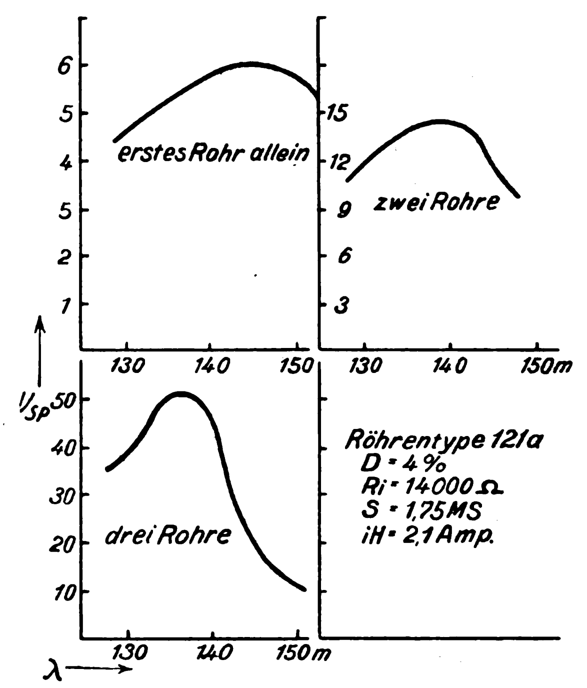


Abb. 11. Verstärkung eines Dreifachverstärkers mit Schwingdrosseln.

Daten:	Durchmesser des Hartgummikernes	Länge der Kupferwicklung
am ersten Rohr	5 mm	28 mm
am zweiten Rohr	4 mm	28 mm
am dritten Rohr	4 mm	35 mm

Drahtstärke 0,03 mm, keine Zusatzdämpfung durch Konstantandraht.

Zusammenfassung.

Es wird über Messungen an Hochfrequenzverstärkern in dem Bereich von $\lambda = 1000$ m bis etwa $\lambda = 70$ m berichtet. Insbesondere werden in Kaskade geschaltete Mehrfachverstärker untersucht, welche auch bei diesen kurzen Wellenlängen verhältnismäßig breite Bereiche ohne besondere Einstellung gleichmäßig verstärken.

Über die gitterlose Empfangs- und Verstärkerlampe mit Steuerplatte (Plation.)

Von Henny Cohn.

Neben den heute allgemein bekannten Elektronen-Sende-Empfangs- und Verstärkerlampen, in denen der von der Kathode zur Anode fließende Elektronenstrom durch ein siebförmiges Gitter gesteuert wird, gab Dr. de Forest in dem Jahre 1906 eine zweite Form an, in der die Kathode zwischen zwei Platten angeordnet ist, so daß die eine Elek-

trode zur Steuerung, die andere zur Aufnahme des Elektronenstromes verwendet wird. Diese zweite Form ist vielfach bearbeitet worden. Es seien hier von deutscher Seite die theoretische Arbeit von v. Laue (Analen 1919) und die daran anschließenden Untersuchungen von Wien, Seemann, Seddig, Rüschardt (Jahrbuch der drahtlosen T. und T. 1920) genannt. Jedoch ist es nicht gelungen, eine der bekannten Gitterlampe gleichwertige Plattenlampe herzustellen, offenbar weil die Versuche immer darauf ausgingen, eine Elektronenlampe für niedrige Anodenspannung zu schaffen. Die von Rüschardt angegebene erreichte Leistung einer solchen Lampe betrug im günstigsten Fall 0,6 der einer gewöhnlichen Gitterlampe für 90 Volt; nach dem heutigen Stand der Technik sogar nur 0,2. Und selbst diese Leistung wurde nur durch Überlastung der Kathode erreicht. Ferner war der Elektronenstrom, der zwischen Kathode und Steuerplatte floß, unverhältnismäßig groß. Selbst bei mehr als 1,5 Volt negativer Steuerplatten-Spannung war noch ein meßbarer Strom festzustellen. Schließlich machte der mechanische Aufbau viel Schwierigkeiten. Elektroden und Fadenträger verbogen sich, so daß die gewünschten Abstände nicht gewährleistet waren.

Es bleibt also zu untersuchen, ob durch Variation der Abstände und der Dimensionen der Elektroden die Charakteristik und damit die Güte der Plattenlampe so variiert werden kann, daß die Lampe den normalen Gitterlampen gleichwertig wird.

Zur Diskussion nachfolgender Lampen-Charakteristiken werden die Barkhausenschen Definitionen benutzt. Sind i_a und e_a Anodenstrom und -spannung, i_{st} und e_{st} Steuerplattenstrom und -spannung, so ist die Steilheit der Charakteristik:

$$S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial e_{st}}\right) e_a = c$$

der Durchgriff:

$$D = \left(\frac{\partial e_{st}}{\partial e_a}\right) i_a = c$$

die Güte der Lampe:

$$G = \frac{S}{D}.$$

Man erkennt: S muß möglichst groß, D muß möglichst klein gewählt werden, um eine große Güte der Lampe zu erreichen.

Die Versuchsbedingungen, unter denen die nachstehenden Kurven aufgenommen wurden, waren folgende:

Steuerplatte und Anode waren aus Nickelblech 0,1 mm hergestellt; ihre Oberfläche betrug je 10 × 13 mm.

Die Kathode war eine Erdalkalikathode mit Platin-Iridium Seele. Für eine Meßreihe wurde ein stark thorierter Wolframfaden verwendet. Jedoch werden spätere Messungen zeigen, daß für die Kurven kein wesentlicher Unterschied zwischen diesen beiden Kathoden besteht. Der Durchmesser der Kathoden betrug 0,05 bis 0,07 mm.

Der Isolationswiderstand zwischen den einzelnen Elektroden war größer als 1×10^9 Ohm.

Das Vakuum war das in Hochvakuumlampen übliche. Der positive Gasstrom betrug bei 2 Volt negativer Steuerplattenspannung und 100 Volt Anodenspannung weniger als 3×10^{-7} Amp. Die Zuführungen zu den Elektroden waren mit Platin durch das Glas geführt.

Von den bereits erwähnten Hauptmängeln der Plattenlampen sei zunächst der Steuerplattenstrom behandelt. Nach den Arbeiten von v. Laue soll der Abstand a Faden-Steuerplatte möglichst klein gewählt werden gegenüber dem Abstand b Faden-Anode. Mechanisch läßt sich a nur schwer unter die Größe von 0,5 mm reduzieren, weil während des Pumpprozesses, bei dem die Elektroden zur Glut gebracht werden, Kurzschlußgefahr bei der geringsten Verbiegung der Elektroden droht. Die Messungen sind deshalb durchgeführt $a \geqq 0,5$ mm, b beträgt für alle Kurven 3 mm. Die Anodenspannung ist 50 Volt.

1. Zunächst die gewöhnliche Plattenlampe (Abb. 1). Der Steuerplattenstrom wird meßbar bei 1 Volt negativer Steuerplattenspannung und beträgt bei positiver Spannung von 4 Volt bereits 1,2 m-Amp., d. h. die Hälfte des dazugehörigen Anodenstromes.

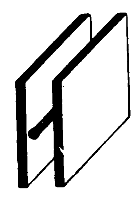
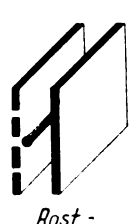
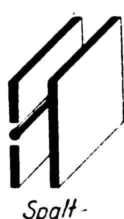
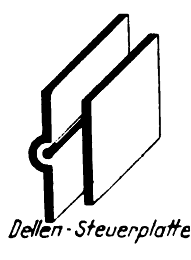


Abb. 1. Plattenlampe. De-Forest 1906. Wien 1920.

Plattenlampe mit







Rost - Spalt - Dellen-Steuerplatte

Abb 2.

2. Um den Steuerplattenstrom herabzusetzen, wird, da der Abstand a nach den angeführten

Überlegungen nicht vergrößert werden soll, die Oberfläche der Steuerplatte verkleinert. Die Steuerplatte erhält 3 Aussparungen von der Breite von je 1,5 mm (Abb. 2). Der Steuerplattenstrom wird gegen die erste Ausführung auf etwa $^1/_{20}$ reduziert, betrachtet an dem Punkt 4 Volt positiver Steuerplattenspannung. Er erreicht meßbare Größe erst bei etwa 3 Volt positiver Steuerplattenspannung.

3. Die Steuerplatte erhält in der Mitte der Oberfläche eine Aussparung von der Breite von 1,5 mm, in die der Faden hineingesetzt wird. Der Steuerplattenstrom wird gegen die erste Form auf $^1/_{10}$ herabgesetzt, betrachtet an dem Punkt 4 Volt positiver Steuerplattenspannung. Er beginnt bei + 2,8 Volt.

4. Anstelle der Aussparung erhält die Steuerplatte eine Delle von der Breite 1,5 mm und der Tiefe 2 mm. Der Faden sitzt in der Ebene der Steuerelektrode. Der Steuerplattenstrom steigt nur um weniges gegen die letzte Ausführung. Er beträgt wieder etwa $^1/_{10}$ der ersten Ausführung.

5. Zusammenstellung. (Abb 3.) Um den Steuerplattenstrom zu reduzieren, genügt es, die Oberfläche der Steuerplatte an der Stelle, in deren

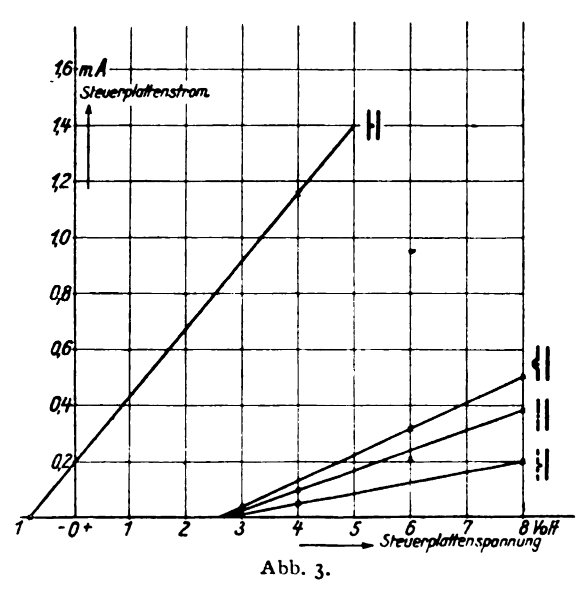


Abb. 3.

Nähe der Faden sitzt, zu verringern oder vom Faden in weitere Entfernung zu bringen. Die so erreichten Ströme liegen vollkommen in den Grenzen der sonst üblichen Gitterströme. Auffallend ist das scharfe Einsetzen bei der relativ hohen positiven Steuerplattenspannung von 3 Volt.

Als weiterer Punkt sei die Frage des Durchgriffs behandelt. Zunächst für das Plation, dessen Steuerplatte mit 3 Aussparungen versehen ist. Der Abstand a war wieder $\geqq$ 0,5 mm, b variabel. Es zeigt sich, daß bei Vergrößerung von b sich der Durchgriff verkleinert, um von einem bestimmten Punkt m an bei weiterer Vergrößerung wieder zu wachsen. Die Kurve, die den Durchgriff in Abhängigkeit vom Abstand b angibt, weist also ein scharfes Minimum auf. (Abb. 4.)

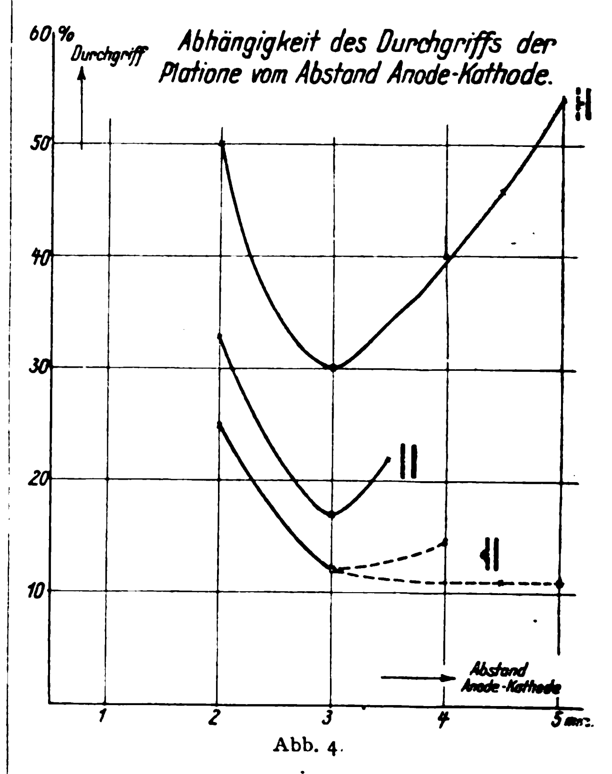


Abb. 4.

Eine ähnliche Kurve erhält man für den Durchgriff des Plation, dessen Steuerplatte mit einem Spalt von 1,5 mm Breite versehen ist. Das Minimum liegt an demselben Punkt m wie bei der vorhergehenden Form. Für diese Messungen wurde ein stark thorierter Wolframfaden verwendet.

Auch für das Plation mit Delle von der Breite 1,5 und der Tiefe 2 mm ergibt sich eine ähnliche Kurve. In dieser Versuchsreihe war die Oberfläche der Steuerplatte größer als die der Anode; sie betrug 13 × 19 gegen 10 × 16 mm. — Die Messungen erweisen, daß ein Fehler nicht vorliegt. Eine Erklärung für diese Erscheinung ist bisher noch nicht gelungen. Den günstigsten (kleinsten) Durchgriff erreicht man durch die Steuerplatte mit Delle. Er beträgt 12%, also bei der verwandten Anodenspannung von 50 Volt durchaus die übliche Größe. Es sei hier darauf hingewiesen, daß der günstigste Durchgriff bei Rüschardt 50% betrug.

Selbstverständlich ist der Durchgriff auch abhängig von der Größe des Spaltes bzw. der Delle

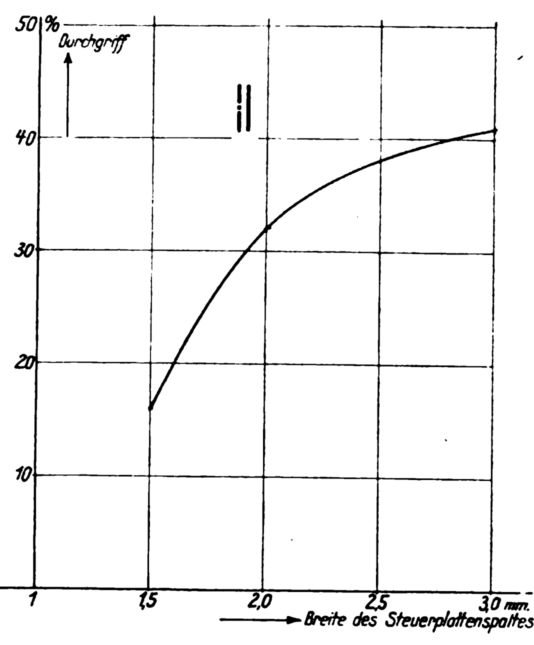


Abb. 5.

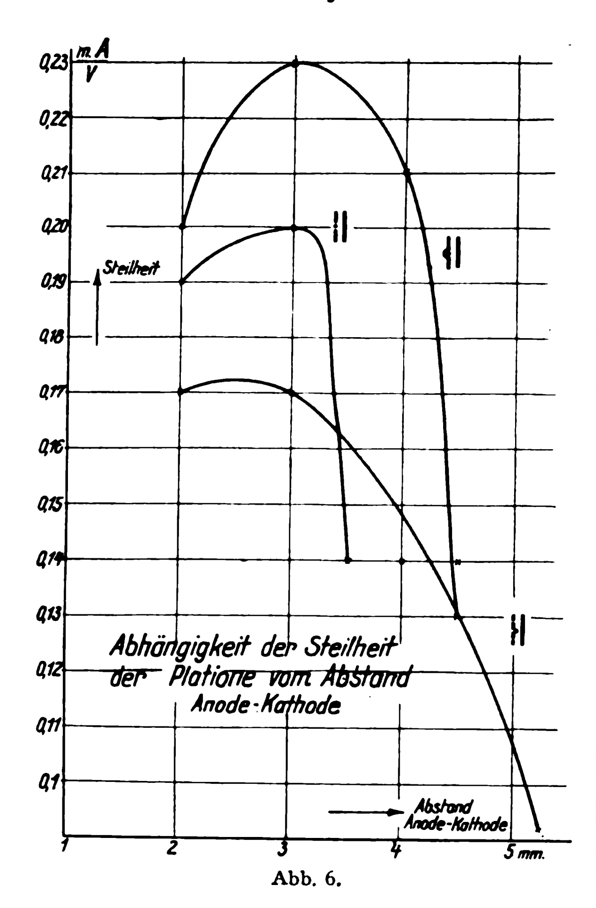


Abb. 6.

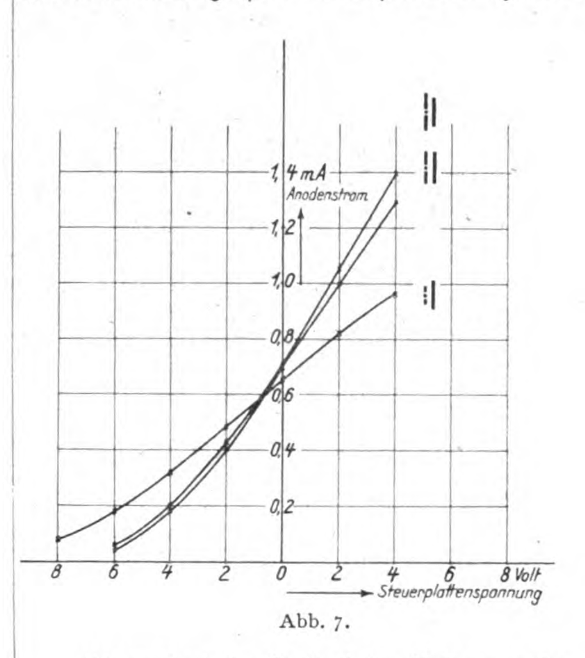


Abb. 7.

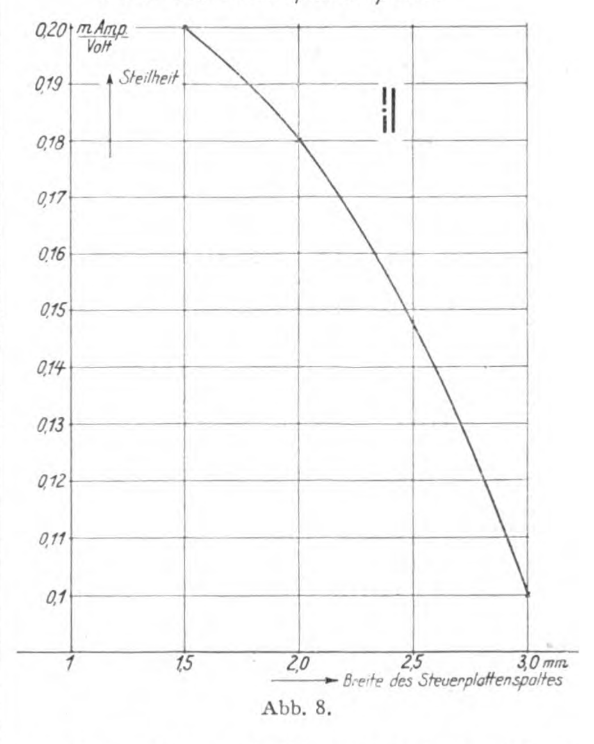


Abb. 8.

der Steuerplatte. Z. B. zeigt Abb. 5, daß, je kleiner die Spaltbreite, um so kleiner der Durchgriff.

Bei den Untersuchungen über den Einfluß der Steuerplattengestaltung (Größe und Form) auf

den Steuerplattenstrom wurde gleichzeitig der Einfluß auf die Steuerwirkung, d. h. die Steilheit

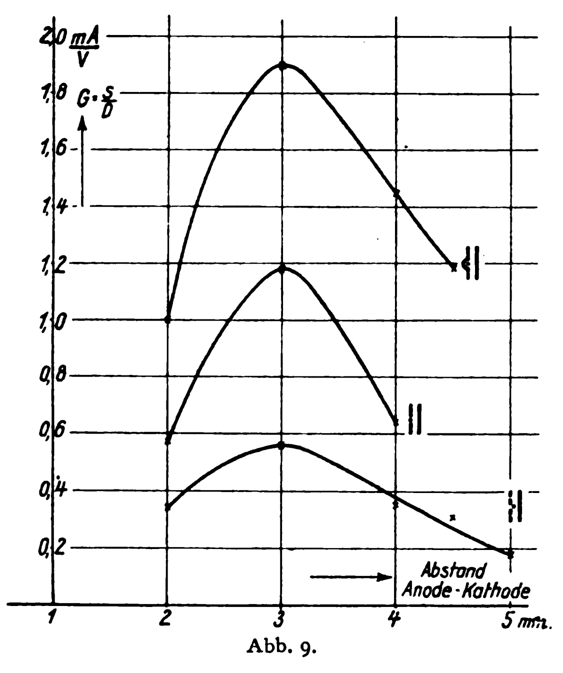


Abb. 9.

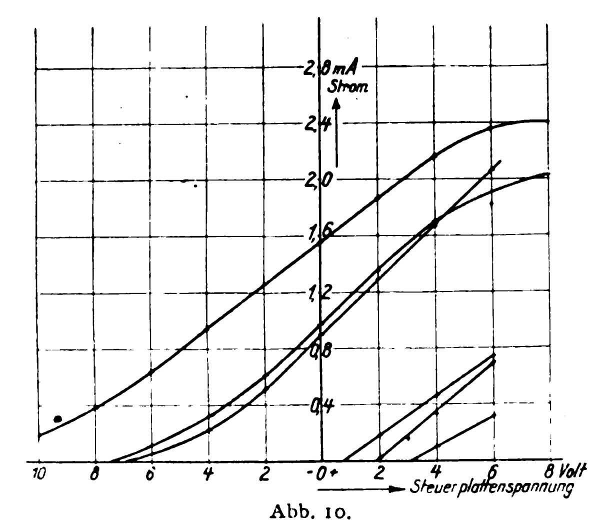


Abb. 10.

der Charakteristik untersucht. Es zeigt sich, daß für a = const, b variabel, der Punkt m, der ein Minimum des Durchgriffs darstellt, ein Maximum der Steilheit wird (Abb. 6), und zwar wird analog zu den Durchgriffskurven die Steilheitskurve günstiger, je größer die Steuerplattenoberfläche ist. Die Steilheit des Dellenplation erreicht den größten Wert. Die Frage des Einflusses der Steuerplatten-

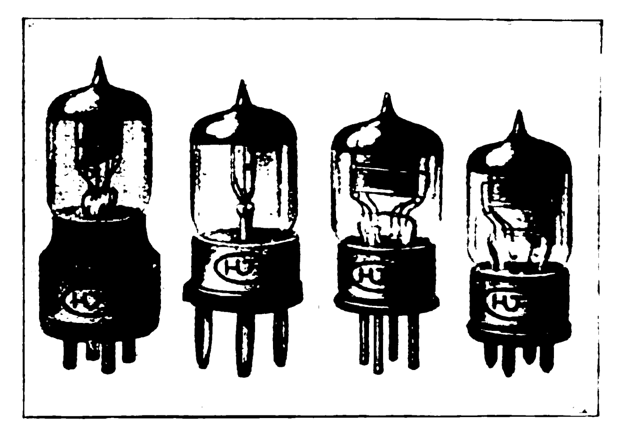


Abb. 11.

oberfläche auf die Steilheit bei sonst gleichen Bedingungen wurde speziell untersucht, bei dem Piation, dessen Steuerplatte mit einem Spalt versehen ist, in dem der Glühfaden sitzt. Die Oberflächen der Steuerplatten waren 3 × 16, 8,5 × 16, 11,5 × 16. Die dazugehörigen Steilheiten 0,08, 0,15, 0,17 $\frac{\text{m Amp.}}{\text{Volt}}$ (Abb. 7).

Ferner besteht ein wesentlicher Einfluß in der Form der Steuerplatte, z. B. wird für das Plation mit Steuerplattenspalt die Steilheit größer, je enger der Spalt ist (Abb. 8).

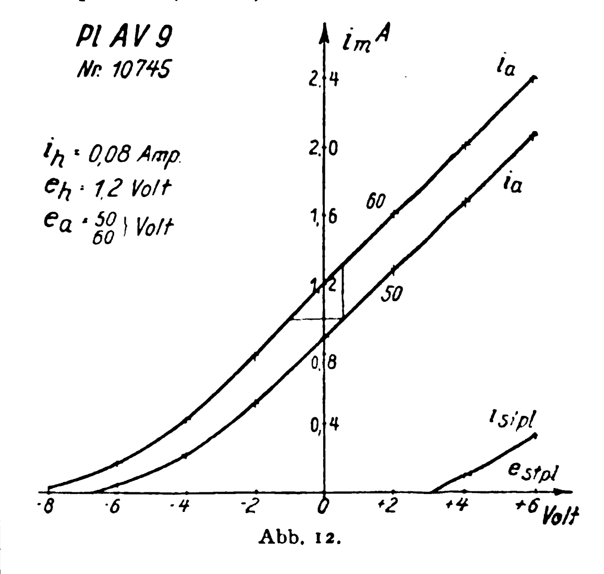


Abb. 12.

Aus den bereits vorgeführten Kurven für Steilheit und Durchgriff der Plationen und Abhängigkeit von dem Abstand b folgen ohne weiteres die

Kurven für die Güte der Plationen. (Abb. 9.) Wie zu erwarten, wird der Punkt *m* für alle Platione ein Maximum der Güte. Die Kurven selbst sind mit vergrößerter Steuerplattenoberfläche nach größeren Werten hin verschoben. Die so erhaltenen Güten speziell für das Plation mit Steuerplattendelle und -spalt entsprechen den Größen der gewöhnlichen Gitterlampen.

Zu erwähnen bleibt noch der Einfluß des Glühfadenmaterials. (Abb. 10.) Stark thorierter Wolframfaden zeigt gegen eine Erdalkalikathode keinen Unterschied in der Kurve der Lampen. Daher konnte die eine Versuchsreihe, bei der ein Wolfram-Thorfaden verwendet wurde, mit den Reihen mit Erdalkalikathoden zum Vergleich benutzt werden. Nicht thorierter Wolframfaden, d. h. Wolfram mit dem üblichen Thorgehalt von ca. 1 %, bedingt wegen der weiter ausgebreiteten Raumladung eine ganz andere Lampenkurve. Der Durchgriff steigt um 60 %, die Steilheit fällt um 25 %.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß durch besondere Ausgestaltung der Steuerplatte und Bemessung der Abstände Steuerplattenstrom, Durchgriff, Steilheit, Güte der Lampe so gewählt werden kann, daß die Lampe im Empfänger und Verstärker mindestens gleichwertig einer Gitterlampe wird und an ihrer Stelle verwendet werden kann. Ein besonderer Vorteil der Lampe besteht darin, daß der Steuerplattenstrom erst bei positiver Steuerplattenspannung von ca. 3 Volt einsetzt. Die Lampe läßt sich also mit relativ kleiner Anodenspannung betreiben, wenn man sie mit positiver Steuerplattenvorspannung benutzt (Audion-Lampe). Als Verstärkerlampe dürfte das Fehlen des Steuerplattenstromes besonders willkommen sein.

Ein in der Technik bereits verwertetes Modell zeigt Abb. 11. Die Lampe arbeitet mit 0,08 Amp., 1,2 Volt Heizung, 50 Volt Anodenspannung und hat eine Steilheit von $0{,}20 \frac{\text{mAmp.}}{\text{Volt}}$, einen Durchgriff von 15 %, somit eine Güte von $1{,}35 \frac{\text{m Amp.}}{\text{Volt}}$ (Abb. 12).

Die Lampe entspricht also in allen Werten den üblichen Empfangslampen mit Gitter und ist somit statt dieser in allen Apparaten zu verwerten.

Die Untersuchungen sind im Laboratorium der Dr. E. F. Huth G. m. b. H. gemacht.

Über Raumladungserscheinungen an Oxydkathoden-Lampen.

Von Annemarie Katsch.

(Untersuchungen aus dem Laboratorium der Dr. Erich F. Huth Ges. für Funkentelegraphie, Berlin.)

Einleitung.

Die Abhängigkeit des Emissionsstromes einer zylindrisch angeordneten Dreielektroden-Lampe von Gitter- und Anodenspannung wird durch die Kennlinienformel:

$$i_e = \frac{2}{9}\sqrt{2\frac{e}{m}} \cdot \frac{l}{r} \cdot [e_g + De_a]^{3/2}$$

$$= 1{,}465 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{l}{r} \cdot [e_g + De_a]^{3/2}$$

wiedergegeben. Hierbei bedeuten:

i_e = Emissionsstrom
i_a = Anodenstrom
i_g = Gitterstrom
e = Elementarladung
m = Elektronenmasse
e_g = Gitterspannung
e_a = Anodenspannung
D = Durchgriff
l = Länge des Glühdrahtes
r = Anodenabstand.

Der Abstand *r* der Anode ist dabei auf die Glühdrahtachse bezogen, da man bisher im allgemeinen den Glühdrahtdurchmesser und die Ausdehnung der Raumladung praktisch gegen den Anodenabstand vernachlässigte. Daß dies selbst in der Praxis nicht ohne weiteres zuzulassen ist, zeigt sich, wenn man in ein und dasselbe System (gleiches Gitter und gleiche Anode) nacheinander Glühkathoden verschiedener Art einsetzt. Es treten dann grundsätzliche Unterschiede von praktischer Bedeutung in dem elektrischen Verhalten der Lampen auf, die nur durch eine Berücksichtigung der bisher vernächlässigten räumlichen Ausdehnung der Raumladungswolke gedeutet werden können.

Diese beobachteten Unterschiede zwischen Dreielektrodenlampen mit normalen Wolframkathoden und solchen mit Erdalkalioxydkathoden oder hochthorierten Wolframkathoden gaben Veranlassung zu folgenden systematischen Untersuchungen:

Vorbereitung der Messungen.

1. Zur Untersuchung wurden vollkommen gleiche Systeme verwendet, deren Dimensionen aus Abb. 1 zu ersehen sind.

2. Es wurde auf genau gleichen Durchmesser sämtlicher verwendeter Glühfäden geachtet, und zwar wurden benutzt:

a) Wolfram 0,050 mm ϕ,
b) Wolfram 0,030 mm ϕ + Thoriumüberzug = 0,050 mm ϕ,
c) Pt-Ir (10 %) 0,025 mm ϕ + BaO-Überzug = 0,050 mm ϕ.

Die Kontrolle des Durchmessers geschah mit Hilfe des Mikroskopes.

3. Bei allen untersuchten Lampen war gleicher Vakuumfaktor vorhanden. Nach den Angaben

von Barkhausen entspricht dem Verhältnis $i_g/i_a = 1/_{1000}$ bei einer Anodenspannung von 200 Volt und einer Gitterspannung von wenigen Volt negativ ein Vakuum von ca. 1×10^{-5} mm Hg. Das Vakuum der untersuchten Lampen war kleiner als 1×10^{-6} mm Hg. Der Anodenstrom war unter den oben angegebenen Bedingungen größer als $2{,}7 \times 10^{-3}$ Amp., während der Gitterstrom in allen Fällen weniger als $1{,}77 \times 10^{-7}$ Amp. betrug, das würde also einen Vakuumfaktor kleiner als $^3/_{10}{}^5$ bedeuten.

4. Als Ausgangspunkt für Vergleichsmessungen wurde die jeweilige normale Betriebstemperatur gewählt, d. h. diejenige Temperatur, von der ab die Steilheit der Stromspannungskennlinie der

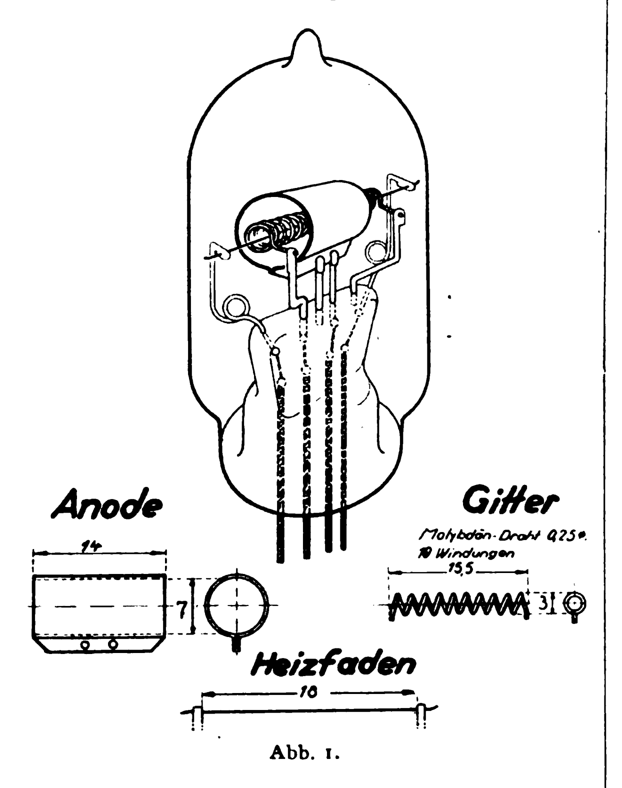


Abb. 1.

Lampe bei weiterer Temperaturerhöhung nicht mehr wesentlich zunimmt, so daß dadurch stets weitgehendst gleiche Versuchsbedingungen gegeben waren. Als Beispiel möge Abb. 2 dienen. Der normalen Betriebstemperatur nach obiger Definition würde hier eine Heizstromstärke von 0,500 Amp. entsprechen.

5. Um Ableitungen zu vermeiden, wurden die Lampen nicht gesockelt. Der Ableitungswiderstand betrug mehr als 10^9 Ohm.

1. Beobachtung.

a) Wolfram-Lampe. Setzt man eine Lampe mit Wolfram-Kathode in die Schaltung Abb. 3*a* ein, so zeigt sich folgendes: Beträgt die Gitterspannung 0 Volt, d. h. ist das Gitter mit dem negativen Ende der Glühkathode verbunden, so stellt sich bei einer bestimmten Anodenspannung

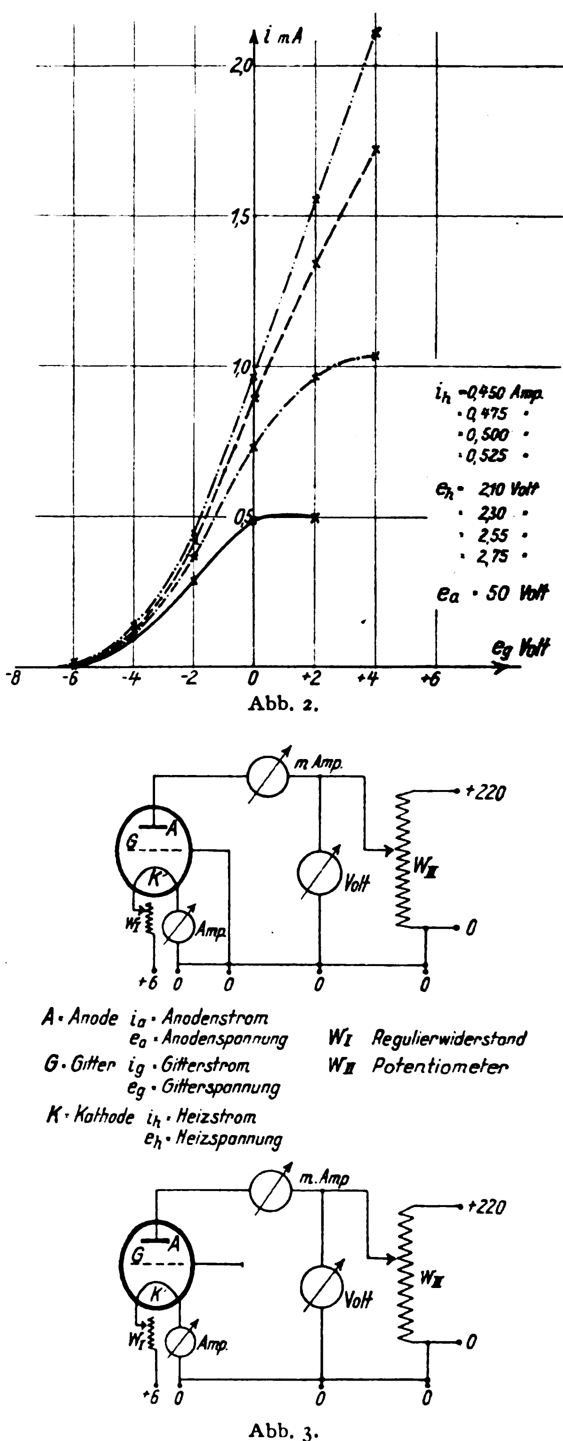


Abb. 2.

Abb. 3.

z. B. 50 Volt ein bestimmter Anodenstrom ein. Wird jetzt das Gitter geöffnet, d. h. es liegt nun völlig frei (Abb. 3*b*), so stellt sich ein geringerer

Anodenstrom ein als bei der Gitterspannung 0 Volt.

Diese Erscheinung beruht auf der bekannten Tatsache, daß die vom Glühfaden austretenden Elektronen ohne hinzukommendes Gitterpotential bis zum Gitter gelangen können und dieses bis zu einem gewissen Grade, der von der mechanischen Anordnung der Elektroden und der Temperatur der Glühkathode abhängig ist, negativ aufladen. Bei den normalen Wolfram-Empfangslampen beträgt diese Aufladung im Durchschnitt 1—2 Volt negativ, bei Sendelampen wurden Werte bis zu 5 Volt negativ gemessen. Die Feststellung der negativen Aufladung geschieht am leichtesten durch Vergleich der gemessenen Anodenstromwerte mit den Werten i_a aus der normalen Kennlinie bei gleicher Temperatur. Einer größeren Aufladung steht die stets bis zu einem gewissen Grade vorhandene Ableitung über das Glas des Quetschfußes entgegen. Es sei hier nochmals darauf hingewiesen, daß diese Messungen bei der oben

Konstanten der Richardson'schen Gleichung.

Material	A in Amp/1m²	B in 1/Grad	Φ in erg	$\delta\varphi$ in Volt	Verfasser
Wolfram	2,36 · 10⁷	5,25 10⁴		4,52	Langmuir Phys. Zeitschr. 15
Wolfram				4,53	Dushman Phys. Review 21 1923
Thor				2,94	
Ca O				2,24	
Ba O				1,85	

Abb. 4. Potentialsprünge $\delta\varphi$ verschiedener Kathoden.

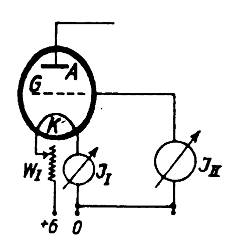
definierten Temperatur der Glühkathode vorgenommen wurden.

b) Hochthorierte Wolframkathodenlampe. Bei hochthorierten Wolframkathoden ist der Anodenstrom bei geöffnetem, d. h. freiliegendem Gitter (Abb. 3 *b*) fast gleich dem Anodenstrom bei dem Gitterpotential 0 Volt,

c) Erdalkalioxydkathoden-Lampe. Bei Erdalkalioxydkathoden stellt sich — entgegen den bisher bekannten Tatsachen! — bei freiliegendem Gitter ein höherer Anodenstrom ein als bei dem Gitterpotential 0 Volt. Auch die Messungen b) und c) wurden bei der oben definierten Temperatur vorgenommen.

Erklärung.

Zur Erklärung dieser Erscheinungen muß auf die Natur der verschiedenen Elektronen-Emissionsträger hingewiesen werden. Den wesentlichsten Unterschied zwischen Wolfram, Wolfram mit Thoriumüberzug und Erdalkalioxyden bildet die Verschiedenheit der Austrittsarbeiten für die Glühelektronen. Die Austrittsarbeit hängt von dem Potentialsprung $\delta\varphi$ an der Oberfläche der Kathode im Vakuum ab und bestimmt ihrerseits wieder die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen. (Die Werte für $\delta\varphi$ sind aus Abb. 4 zu ersehen.) Die Werte für Austrittsarbeit aus früheren Veröffentlichungen weichen zum Teil stark von einander ab, wahrscheinlich durch die meist noch unvollkommenen Hilfsmittel zur Herstellung eines genügenden Vakuums bedingt. Jedenfalls aber



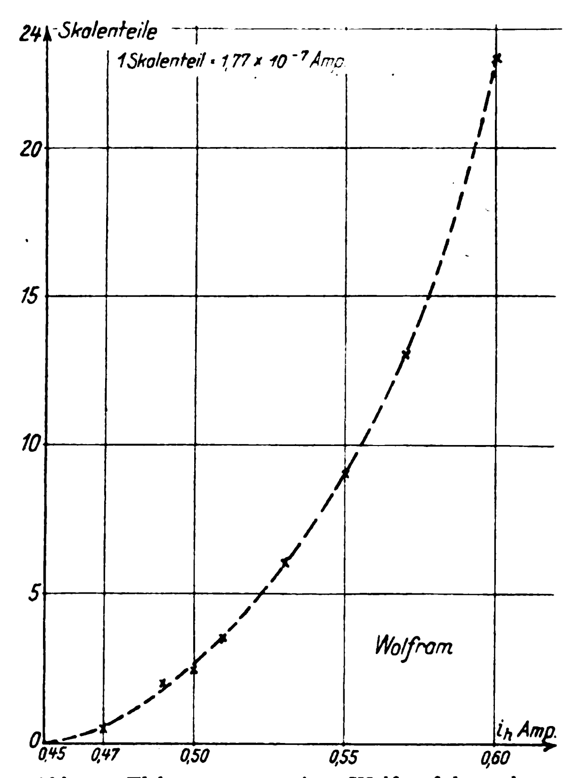


Abb. 5. Elektronenstrom eines Wolframfadens ohne Gitterpotential und Anodenstrom.

nimmt die Austrittsarbeit um so mehr ab, je elektro-positiver der Emissionsträger ist. Die neuesten von Dushman gemessenen Werte für $\delta\varphi$, die bis auf 3% mit den von ihm theoretisch berechneten Werten übereinstimmen, sind in nebenstehender Tabelle (Abb. 4) angegeben. Der Unterschied in der Austrittsgeschwindigkeit macht sich in der Verschiedenheit der Raumladungsausdehnung bemerkbar. Das Volumen der Raumladungswolke ist demnach bei Wolfram wesentlich größer, die

mittlere Elektronendichte dagegen wesentlich geringer als bei Oxydkathoden. Thorium liegt etwa dazwischen. Infolge des großen Volumens der Raumladungswolke bei Wolfram können, wie bekannt, Elektronen auf Grund ihrer eigenen Austrittsgeschwindigkeit bis zum Gitter gelangen. Diese Tatsache läßt sich durch ein einfaches Experiment nachweisen. Setzt man eine Wolframlampe in die Schaltung, wie sie aus Abb. 5 ersichtlich ist, ein, so stellt sich ohne positives Gitterpotential ein deutlich messbarer Elektronenstrom ein, dessen Abhängigkeit von der Temperatur des Wolframfadens eine typische Emissionskurve (s. Abb. 5) ergibt.

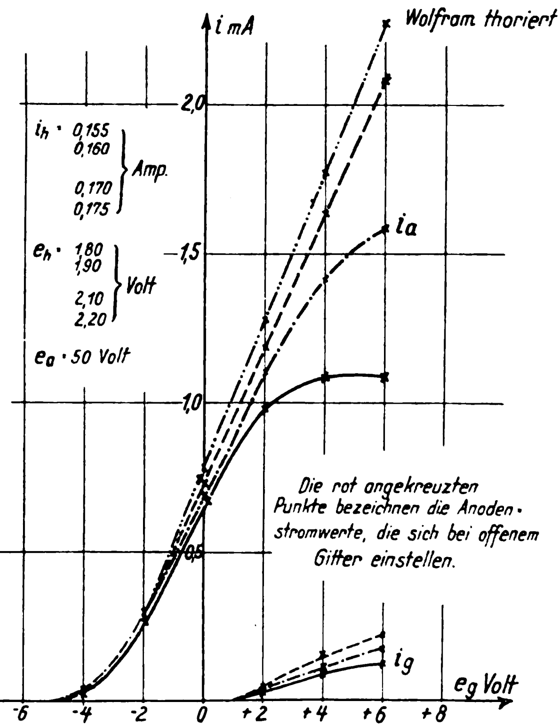


Abb. 6. Charakteristiken des hochthorierten Wolframfadens.

Aus den oben gemachten Beobachtungen ergibt sich nun folgender Schluß: Bei Oxydkathoden ist die Austrittsgeschwindigkeit so gering und die bremsende Wirkung des Elektronenfeldes in der Raumladung so groß, daß die Elektronen bei einem gleichen Gitterabstand wie oben nicht bis zum Gitter gelangen können, so daß bei Lampen mit solchen Kathoden unter den vorliegenden Versuchsbedingungen (Abb. 3*b*), d. h. bei freiliegendem Gitter, dieses als praktisch nicht vorhanden anzusehen ist, d. h., daß fast alle von dem Anodenfeld zur Verfügung stehenden Kraftlinien bis zur Glühkathode gelangen können, während bei einem Gitterpotential von o Volt ein Teil der von der Anode ausgehenden Kraftlinien bereits bei dem Gitter enden. Bei einer Lampe mit Erdalkalioxydkathode konnte trotz starker Überheizung des Glühfadens (bis zu 35%) keinerlei Ausschlag in dem Galvanometer bei der Schaltung Abb. 5 festgestellt werden (Dominstrument, Empfindlichkeit $1{,}77 \times 10^{-7}$ Amp.).

Eine Lampe, deren Kathode ein hochthorierter Wolframfaden war, zeigte bei niedriger Temperatur des Glühfadens alle Eigenschaften einer Erdalkalioxydkathodenlampe, bei hohen Temperaturen diejenigen einer Wolframlampe, wobei bei einer mittleren Temperatur eine deutliche Umkehrung festgestellt wurde (Abb. 6). Genauere Untersuchungen über das Verhalten von hochthorierten Wolframfäden sind noch nicht endgültig abgeschlossen und werden in einer späteren Veröffentlichung bekanntgegeben.

Versuche.

Es wurden folgende Werte für BaO und Wolfram aufgenommen:

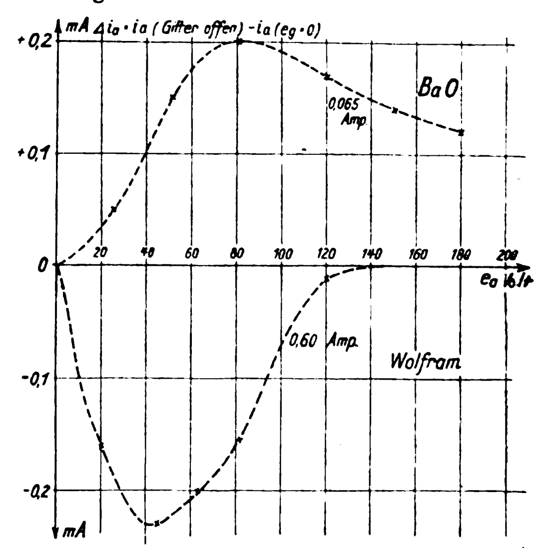


Abb. 7a, b. Anodenstromunterschied bei offenem und kurzgeschlossenem Gitter.

1. Bei gleicher Heizung und verschiedener Anodenspannung die Anodenstromwerte
   a) für die Gitterspannung $e_g = 0$ Volt und
   b) bei freiem Gitter.

In die Kurven wurde die Differenz $\Delta i_a = i_a$ (Gitter offen) $- i_a$ ($e_g = 0$) in Abhängigkeit von der Anodenspannung und zwar e_a als Abszisse. Δi_a als Ordinate (Abb. 7*a* und *b*) eingetragen.

Im Einklang mit den oben mitgeteilten Beobachtungen zeigt sich, daß die Differenz Δi_a für Wolfram $\leqq 0$ für BaO dagegen stets > 0 ist. Beide Arten von Kurven zeigen im übrigen mit wachsender Anodenspannung einen Anstieg der Werte für Δi_a bis zu einem deutlichen Maximum, das bei Wolfram zwischen 40 und 60 Volt, bei BaO zwischen 60 und 80 Volt liegt. Dieser An-

stieg ist daraus zu erklären, daß die Anodenspannung erst einen bestimmten Wert erreicht haben muß, um die Dichte der Raumladung zu kompensieren. Während nach hohen Anodenspannungen hin die Kurve für Wolfram bis auf 0 heruntergeht, ist dieses für BaO nicht der Fall. Dieser Unterschied ist darauf zurückzuführen, daß bei Wolfram die Sättigung erreicht wird, d. h. alle überhaupt austretenden Elektronen gelangen zur Anode, während bei Oxydfäden von so niedriger Heizleistung eine Sättigung im strengen Sinne garnicht erreicht werden kann, da die Emissions-

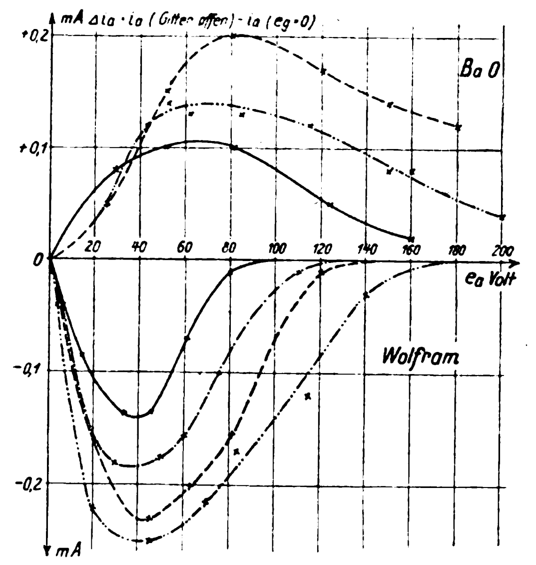


Abb. 8a, b. Anodenstromunterschied bei offenem und kurzgeschlossenem Gitter.

ströme in ihrer Größenordnung bereits von Einfluß auf die Temperatur des Glühfadens sind. Aus den Kurven läßt sich weiterhin diejenige Anodenspannung ersehen, die praktisch für die günstigste Wirkungsweise der Lampe jeweils notwendig ist, nämlich eine Anodenspannung, bei der die Kurve mindestens ihr Maximum erreicht hat. In diesem Fall würde das bei BaO eine Spannung von 60—80 Volt, bei Wolfram von 40—60 Volt bedeuten, was mit den praktischen Erfahrungen vollkommen übereinstimmt.

2. Es wurden weiter die Anodenstromwerte a) für die Gitterspannung $e_g = 0$ Volt und b) bei offenem Gitter mit steigender Anodenspannung in Abhängigkeit von der Heizung sowohl für BaO als auch für Wo aufgenommen (Abb. 8*a* und *b*).

Sowohl bei Wo wie bei BaO steigt mit zunehmender Temperatur bei const e_a der Wert Δi_a an. Bei Wo kommt dieser Anstieg dadurch zustande, daß mit zunehmender Temperatur der Anodenstrom i_a bei $e_g = 0$ rascher wächst als der Anodenstrom i_a bei offenem Gitter. Folglich wird der absolute Wert $|\Delta i_a| = |i_a$ (Gitter offen) $- i_a$ $(e_g = 0)|$ größer, wie auch zu erwarten war. Bei höherer Temperatur wächst die Zahl der austretenden Elektronen, damit nimmt auch die Zahl der an das Gitter gelangenden Elektronen zu, das Gitter wird also, wenn es freiliegt, auf ein höheres negatives Potential aufgeladen.

Bei BaO tritt durch Erhöhung der Heizstromstärke und damit der Temperatur gleichfalls ein größerer Nachschub an Elektronen ein. Zugleich dehnt sich die Raumladung weiter aus, ohne daß jedoch Elektronen kraft eigener Geschwindigkeit bis zum Gitter gelangen können, die Dichte wird etwas geringer, so stehen also dem Anodenfeld mehr Elektronen zur Verfügung. So kommt es, daß bei BaO der Anodenstrom i_a (Gitter offen) rascher zunimmt als i_a $(e_g = 0)$. Folglich wird

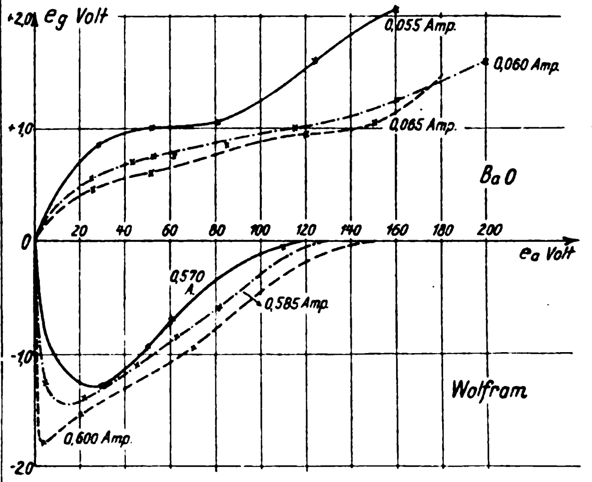


Abb. 9a, b. Äquivalente Gittervorspannungen.

auch hier wieder die Differenz $\Delta i_a = i_a$ (Gitter offen) $- i_a$ $(e_g = 0)$ mit wachsender Temperatur größer.

3. Aus dem Vergleich der so gemessenen Anodenstromwerte bei offenem Gitter mit den Anodenstromwerten aus den normalen Kennlinien, wie es in Abb. 6 für Thorium bereits angedeutet worden ist, ergibt sich die jeweilige positive (BaO) oder negative (Wo) Gittervorspannung, die dem gleichen Stromwert in der Charakteristik entsprechen würde. In Abb. 9*a* und *b* sind die Werte für diese Gittervorspannung in Abhängigkeit von der Anodenspannung bei verschiedenen Temperaturen des Glühfadens aufgetragen.

Bei Wo zeigen die Werte für e_g ein deutliches Maximum und verlaufen nach höheren Anodenspannungen hin wieder in Null, d. h. die Sättigung wird erreicht, es ist kein Unterschied mehr zwischen i_a (Gitter offen) und i_a $(e_g = 0)$.

Bei BaO nehmen die Werte erst zu, zeigen dann einen schwächeren Anstieg, um später wieder steiler anzusteigen. Dieser Unterschied zwischen BaO und Wo ist wie in 8*a* und *b* dar-

auf zurückzuführen, daß man bei BaO-Kathoden keine Sättigung messen kann. Außerdem sind die Werte für e_g in diesem Fall nicht ganz zuverlässig, da wir bei einer positiven Gitterspannung von + 2 Volt bereits den Gitterstrom berücksichtigen müßten. Diese Werte müßten also korrekt mit einem statischen Voltmeter gemessen werden. — Ein weiterer Unterschied zwischen BaO und Wo liegt darin, daß mit zunehmender Temperatur die Werte für e_g bei BaO

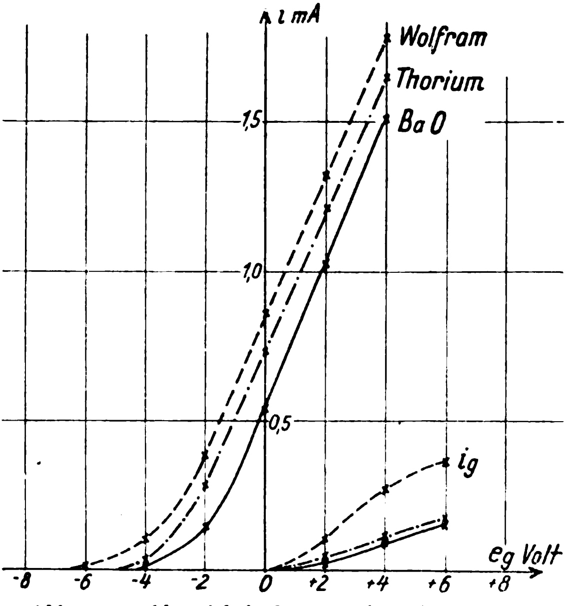


Abb. 10. Abhängigkeit der normalen Charakteristik von Kathodenmaterial.

kleiner, bei Wo größer werden. Dazu ist zu bemerken, daß nach kleineren Anodenstromwerten, also negativen Gittervorspannungen hin (Wo), die Steilheit der Kennlinie sich nicht in dem Maße mit steigender Temperatur ändert (s. Abb. 2) wie im Gebiet höherer Anodenstromwerte, denen eine positive Gittervorspannung entsprechen würde (BaO). D. h., daß es im Gebiet höherer Anodenstromwerte mit steigender Temperatur geringerer positiver Gittervorspannungen bedarf, um einen wesentlich höheren Anodenstrom zu bekommen, während im Gebiet negativer Gitterspannungen man selbst bei zunehmender Temperatur größere negative Vorspannungen nehmen muß, um zu den entsprechenden kleineren Anodenstromwerten zu gelangen.

2. Beobachtung.

Bei jeweils normaler Betriebstemperatur (s. oben) wurden die Stromspannungskurven für Wo, Wo-Th und BaO-Kathoden aufgenommen.

Es ergibt sich, daß für BaO bei gleicher Anodenspannung die Kurven viel weiter nach rechts, d. h. zu positiven Gitterspannungen hin, verschoben sind (Abb. 10) und daß, um bei Lampen mit solchen Kathoden an dieselbe Stelle der charakteristischen Kurve einer Wolfram-Kathoden-Lampe zu gelangen, die Anodenspannung wesentlich erhöht werden muß (Abb. 11).

Lampen mit Wo-Th-Kathoden liegen ungefähr dazwischen.

Außerdem zeigt sich häufig, daß der Durchgriff im gleichen System bei Verwendung einer Erdalkalioxydkathode kleiner ist als bei Wo-Kathoden.

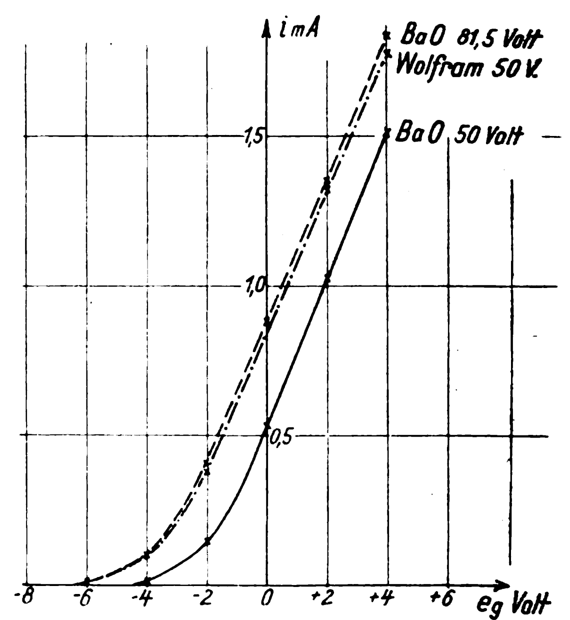


Abb. 11. Beeinflussung der Kennlinienlage durch die Anodenspannung bei verschiedenem Kathodenmaterial.

Erklärung.

Für den Durchgriff und die Lage der Lampencharakteristik ist die Entfernung Raumladungsoberfläche bis Gitter und die Gitteroberfläche wesentlich. Bei gleicher Gitteroberfläche würde ein Größerwerden des Abstandes der Raumladungsoberfläche zum Gitter, z. B. durch Vergrößerung des Gitterdurchmessers oder Kleinerwerden des Raumladungsdurchmessers normalerweise ein Größerwerden des Durchgriffs zur Folge haben. Es wäre demnach bei Oxydkathoden im gleichen System ein größerer Durchgriff oder eine Verschiebung der Kennlinie nach links gegenüber Wo zu erwarten, was jedoch nicht den Tatsachen entspricht (s. oben). Eine entgegengesetzte Wirkung hat die wesentlich größere, mittlere Dichte der Elektronen in der Raumladungswolke bei Erdalkalioxydkathoden. Diese bedingt nämlich, daß es einer höheren Anodenspannung bedarf, um den gleichen Anodenstrom zu erhalten wie bei Wo-Kathoden mit geringerer Elektronendichte, also würde dem eine Verschiebung der Kennlinie nach rechts und Verringerung des Durchgriffs ent-

sprechen. Es ist also anzunehmen, daß dieser letztere Effekt den ersteren überwiegt. In gleichem Sinne wäre auch die Verschiebung der Maxima in den Kurven 7*a* gegenüber 7*b* nach höheren Anodenspannungen hin und die Verschiebung der Maxima bei ein und demselben Emissionsträger also in 8*a* und in 8*b* mit steigender Temperatur nach höheren Anodenspannungen hin zu deuten.

Die Versuche zur Vervollständigung der Erdalkalioxydreihe mit CaO und SrO sind zurzeit noch nicht beendet und werden in einer späteren Veröffentlichung mit den Ergebnissen der Thoriummeßreihen bekanntgegeben.

Eine technische Anwendung des Glimmrelais. (Glimmbrücke).

Von Heinrich Geffcken und Hans Richter.

(Vortragender: Heinrich Geffcken-Leipzig.)

Inhalt: Es wird die Verwendbarkeit des Glimmgenerators (Glimmstrecke mit parallel liegendem Kondensator und hohem Vorschaltwiderstand) zu Meßzwecken diskutiert und dann ein neues Meßgerät, die sog. „Glimmbrücke", beschrieben. Dieses Instrument gestattet es, Kapazitäten von 10 bis 10^7 cm und Widerstände von 10^3 bis 10^8 Ohm sehr rasch auf etwa 1% genau zu messen.

Es ist bekannt, daß für jede Glimmstrecke eine ziemlich genau definierte Spannungsschwelle besteht, unterhalb deren sie praktisch als Isolator wirkt, bei deren Überschreitung jedoch die Stoßionisation einsetzt und eine Leitfähigkeit erzeugt, die beispielsweise bei einer normalen Glimmlampe einem Widerstand von etwa 10000 Ohm entpricht. Man bezeichnet diese Schwelle als „Zündspannung". Wird nach erfolgter Zündung die an der Glimmstrecke liegende Spannung erniedrigt, so bleibt die Entladung mit sinkender Stromstärke bestehen, um erst bei einem zweiten Spannungswert, der sogenannten „Löschspannung" abzureißen. Diese Eigenschaft sozusagen eines „Maximal- bzw. Minimal-Relais" für Spannungen ist bereits verschiedentlich zu technischen Anwendungen gelangt. Als Beispiel sei nur der Schutz gegen Überspannungswellen sowie die Verwendung als trägheitsfreier Schalter genannt[1]).

Was wir heute betrachten wollen, ist eine Schaltung, bei der die Glimmstrecke als selbstunterbrechendes Relais, sozusagen als Summer arbeitet. Sie besteht in der bisher bekannten Form aus einem der Glimmstrecke *G* (Abb. 1) vorgeschalteten hohen Widerstand *W* und einem ihr parallel liegenden Kondensator *C*. Der Vorgang ist dann folgender: Bei Anlegen einer genügend hohen Spannung an die Pole *A* und *B* lädt sich der Kondensator *C* über den Widerstand *W* bis zur Zündspannung *Z* der Glimmstrecke auf; dann zündet die Glimmstrecke, und der Kondensator entlädt sich über diese bis zu

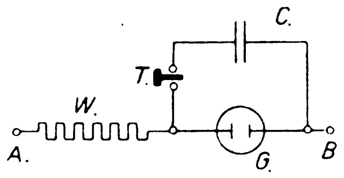


Abb. 1. Hittorfsche Schaltung des Glimmgenerators.

ihrer Löschspannung *L*. Hierauf beginnt sich der Kondensator über den Widerstand *W* neu zu laden, und der Vorgang wiederholt sich periodisch etwa in der Form des Diagrammes (Abb. 2). Die Frequenz der Entladungen in *G* läßt sich mit

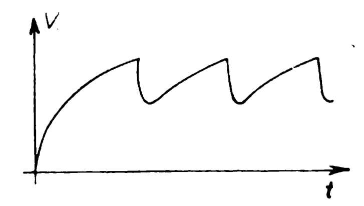


Abb. 2. Spannungskurve des Glimmgenerators.

Hilfe von Kondensatoren von 10 Mikrofarad bis herunter zu etwa 10—20 cm, sowie Widerständen von 10 Megohm bis 100000 Ohm bequem zwischen einigen Perioden in der Minute bis zu etwa 1 Oktave über der Hörbarkeitsgrenze liegenden Werten variieren. Die Formeln, nach denen sich die Frequenz aus *C*, *W* und den Konstanten *Z* und *L* der Glimmstrecke berechnen läßt, hat Righi[2]) eingehend entwickelt.

Da somit der funktionelle Zusammenhang zwischen *C*, *W* und der Frequenz ν gegeben ist, erscheint der Gedanke naheliegend, eine von diesen Größen aus den anderen zu bestimmen. So hat z. B. Würschmidt[3]) 1913 bei einer solchen Anordnung die Frequenz zur Messung von Kapazitäten verwendet. Die eingehende Durchentwicklung eines solchen Meßverfahrens erscheint technisch von Interesse, da der Meßbereich beispielsweise für Kapazitäten $1:10^6$ betragen würde.

Als die Verfasser an diese Aufgabe herantraten, galten ihre ersten Versuche der Frage, ob die sogenannten Konstanten der Röhre (*Z* und *L*) auch tatsächlich unveränderliche Konstanten sind. Der Versuch zeigte, daß dies zwar für die Löschspannung im wesentlichen zutrifft. Nicht aber für die Zündspannung, die eine starke Abhängig-

[1]) Schröter, E. T. Z. **40** (1919), 687.

[2]) A. Righi, Rendiconti dell'accademia delle scienze di Bologna, Mai 1902, 188.

[3]) Würschmidt, Verh. der Deutschen Phys. Ges. **11**, Seite 360.

keit sowohl von der Frequenz der Intermittenzen als auch zugleich von der Leistung der einzelnen Entladung (diese ist durch die Größe des Parallelkondensators definiert) zeigt. Die Kurven (Abb. 3) zeigen für drei verschiedene Parallel-Kapazitäten

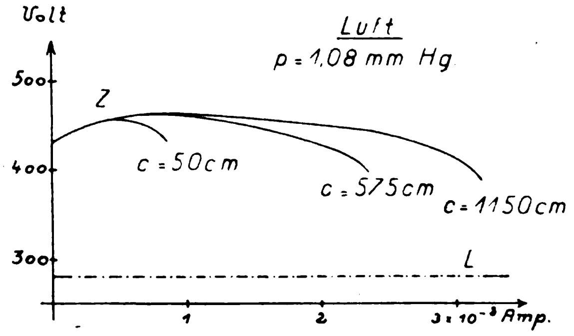


Abb. 3. Spitzenspannungen an der Glimmstrecke bei verschiedenen Stromstärken und Parallelkapazitäten.

die Zündspannung über dem in der Leitfähigkeit *W* fließenden Strom aufgetragen. Man ersieht daraus, daß sich die Differenz zwischen Zünd- und Löschspannung, welche für die Frequenz maßgebend ist, um bis zu 30% ändern kann. Es wäre demnach nur dann möglich, die Anzahl der Entladungen in der Glimmstrecke als Maß beispielsweise für Kapazitäten zu verwenden, wenn vorher mit einer festen Spannung (!) und einem festen Vorschaltwiderstand geeicht worden ist. Da man aber nur durch Abstimmung des Vorschaltwiderstandes *W* auf die Größenordnung der zu messenden Kapazität C_x in bequemen Frequenzgebieten bleiben kann, würde für jede Größenordnung eine eigene Eichkurve erforderlich sein. Die technische Brauchbarkeit wird hierdurch naturgemäß sehr begrenzt.

Es hat sich daher als einzig zweckmäßig erwiesen, zur Substitutionsmethode überzugehen, d. h. die Messung in der Weise durchzuführen, daß beispielsweise der zu messende Kondensator C_x abwechselnd mit einem geeichten veränderlichen Kondensator bei *C* in die Anordnung eingeschaltet und letzterer solange nachgestellt wird, bis beide gleiche Frequenzen ergeben.

Eine allerdings recht primitive Anordnung in dieser Richtung wurde bereits kurz vor Beendigung unserer Arbeiten in einer Veröffentlichung von Asmus[4]) vorgeschlagen.

Das nach unseren Angaben von der Firma Huth herausgebrachte Gerät[5]), das wir als Glimmbrücke bezeichnet haben, kann jedoch infolge einer Reihe von Neuerungen als vollwertiges Meßinstrument gelten, das sich durch ungewöhnlichen Umfang des Meßbereiches (Kapazitäten 10—10^7 cm; Widerstände 10^3—10^8 Ohm) verschiedenartigste Anwendungsmöglichkeit, große Meßgenauigkeit (unter 1%) und einfachste Handhabung auszeichnet.

Zu den, gegenüber bisher Bekanntem eingeführten Neuerungen ist folgendes zu sagen: Vorbedingung dafür, daß eine solche Messung rasch und sicher erfolgt, ist Wahl einer geeigneten Frequenz durch passende Einstellung der Leitfähigkeit von *W*. Besonders geeignet sind mittlere Tonfrequenzen, bei denen auch weniger musikalische Beobachter Frepuenzänderungen von weniger als 1% leicht wahrnehmen. Da man veränderliche und einigermaßen konstante hochohmige Widerstände zurzeit nicht besitzt, liegt hier tatsächlich eine ernstliche technische Schwierigkeit vor. Diese ist durch Einführen einer Glühkathodenröhre anstelle des Widerstandes *W* in einfacher Weise überwunden worden. Bekanntlich ist der Emissionsstrom einer solchen Röhre in außerordentlich weiten Grenzen durch Veränderung der Kathodenheizung variierbar. Da bei einer kleinen Röhre wenige Volt Überspannung zur Erreichung der Sättigung genügen, erhält man überdies noch den Vorteil einer weitgehenden Unabhängigkeit von Schwankungen der bei *A* und *B* anliegenden Spannung.

Eine weitere Neuerung ergab sich aus der Erkenntnis, daß es ebenso gut möglich ist, intermittierendes Glimmlicht von gleicher Frequenz zu erzeugen, wenn man den Kondensator *C* nicht, wie bisher üblich, parallel zur Glimmstrecke, sondern parallel zur vorgeschalteten Leitfähigkeit (*W* bzw. *R*) legt, wie es in dem Schema Abb. 4 durch Schalter *S* ermöglicht ist. In diesem Falle lädt sich der Kondensator über die Glimmstrecke *G* und entlädt sich langsam über die Leitfähigkeit. Ein Unterschied der Frequenzen ergibt sich nur dann, wenn der Kondensator selbst eine Leitfähigkeit besitzt, d. h. schlecht isoliert ist. Liegt mit *C* eine Leitfähigkeit parallel zur Glimmstrecke, so ruft dies eine Verzögerung der langsamen Aufladung des Kondensators und damit eine Erniedrigung der Frequenz hervor. Liegt andererseits mit *C* eine Leitfähigkeit parallel zum Widerstand *W* bzw. zur Elektronenröhre *R*, so hat dies eine Beschleunigung der langsamen Entladung des Kondensators und damit einer Erhöhung der Frequenz zur Folge. Legt man demnach in Abb. 4 den Schalter *S* um und erhält dadurch eine Frequenzänderung, so ist dies ein Zeichen für mangelhafte Isolation des Kondensators *C*. Die Größenordnung dieser Leitfähigkeit kann durch einen einfachen Kunstgriff wiederum nach der Substitutionsmethode leicht gemessen werden.

Betrachten wir die nach den angegebenen Gesichtspunkten durchkonstruierte Glimmbrücke,

[4]) Asmus, Radio-Amateur vom 30. 4. 24 (Heft 6), 160.
[5]) Vertrieb: Kohl-Huth G. m. b. H., Leipzig, Brüderstraße 3.

so sehen wir (Abb. 5) auf der linken Seite die Anschlüsse für die Betriebsspannung (nach Belieben 110 bis 250 V.), sowie die Heizspannung (4 Volt) der Glühkathodenröhre. Auf der rechten Seite die Anschlüsse für die zu messende Größe und die geeichte Vergleichsgröße. Im Mittelfeld ist links die Glimmstrecke, rechts die Elektronenröhre und davor der in ihrem

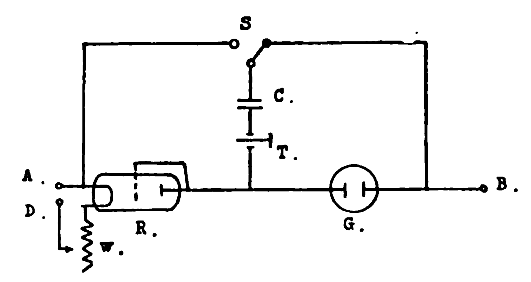


Abb. 4. Neue Schaltung des Glimmgenerators.

Heizkreise liegende Widerstand angeordnet. Für die Röhre ist die neue Huthsche Universalfassung eingebaut, die es ermöglicht, jede der heute üblichen Verstärkerröhren-Typen einzusetzen. Vorne sieht man zwei Umschalter, von denen der eine die Meßgrößen auszutauschen gestattet, der andere die Meßgrößen parallel zur Glimmstrecke oder zur Elektronenröhre legt. Beide

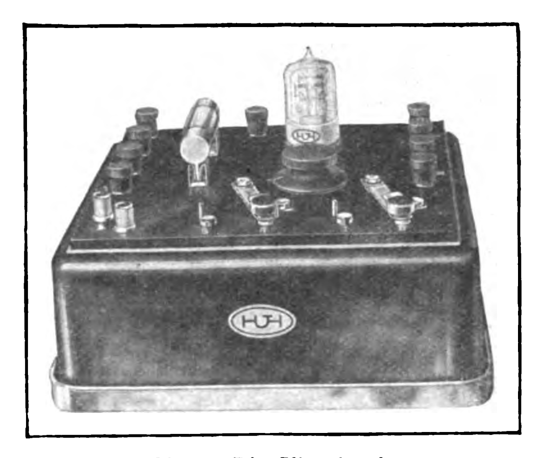


Abb. 5. Die Glimmbrücke.

Schalter sind so ausgeführt, daß sie sowohl durch Umlegen wie durch Tasten bedient werden können. Durch diese Ausführung der Umschalter wird die Messung so sehr vereinfacht und beschleunigt, daß es z. B. ohne weiteres gelingt, in der Minute 3—6 Blockkondensatoren auf 1 % genau zu eichen.

Abb. 6 zeigt einige Schaltungs-Beispiele, nach denen Messungen mit dem neuen Gerät durchgeführt werden. Abb. 6a gibt die Messung von Kapazitäten, Abb. 6b die von Widerständen nach der Substitutionsmethode wieder. Die Messung von Widerständen erfolgt dabei in der Weise, daß in der grundlegenden Schaltung die Meßwiderstände abwechselnd vor die Glimmstrecke gelegt werden. Der zur Schaltung gehörige Kondensator wird an den mit *CW* bezeichneten Klemmen angeschlossen. Bei Gleichheit des entstehenden Tones ist $W = W_x$. Die Kapazität eines Kondensators mit Leitfähigkeit wird, ohne Rücksicht auf seine Leitfähigkeit zu nehmen, in einer Schaltung gemäß Abb. 6c gemessen. Hierbei liegt ein hochisolierter Kondensator beliebiger Größe mit ihm sowohl wie auch mit dem Meßkondensator in Reihe. Soll die Leitfähigkeit eines Kondensators bestimmt werden, so bedient man sich einer Schaltung gemäß Abb. 6d. Man sucht den Schwellenwert der Röhrenheizung auf, bei dem keine Entladungen in der Glimmstrecke mehr

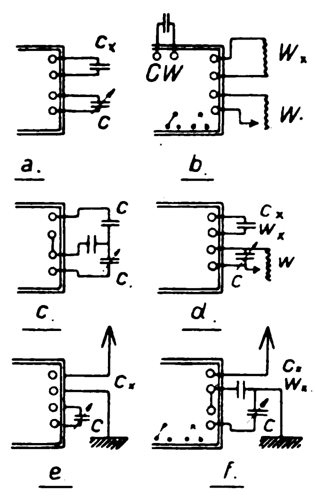


Abb. 6. Meßschaltungen der Glimmbrücke.

auftreten. Dann wird auf den andern Kondensator *C* umgeschaltet und bei gleichbleibender Heizung sein Parallelwiderstand *W* auf denselben Schwellenwert einreguliert. Es entspricht dann *W* der gesuchten Leitfähigkeit des Kondensators C_x. Die Messung von Antennenkapazitäten erfolgt mit der Glimmbrücke in einfachster Weise unter Zuhilfenahme einer Schaltung entsprechend Abb. 6e. Ist die Antenne schlecht isoliert, so führt man die Messung gemäß Abb. 6f unter Zwischenschaltung eines gut isolierten Kondensators durch.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß in der Glimmbrücke ein neues Meßinstrument vorliegt, welches wesentliche Vorteile aufweist: die Glimmbrücke erfordert keine Null-Einstellung wie andere Brücken und ist deshalb auch in geräuschvollen Räumen brauchbar. Sie bedarf keiner Wechselstromquelle und ist deshalb frei von Störungen durch Summer, Maschinen oder Hochfrequenzgeneratoren. Die Messung erfolgt lediglich durch Einstellung auf gleiche Frequenz und ist im

keit sowohl von der Frequenz der Intermittenzen als auch zugleich von der Leistung der einzelnen Entladung (diese ist durch die Größe des Parallelkondensators definiert) zeigt. Die Kurven (Abb. 3) zeigen für drei verschiedene Parallel-Kapazitäten

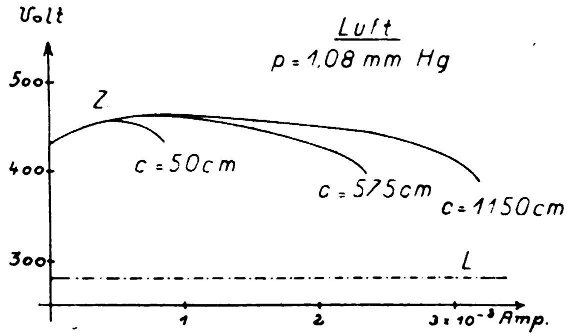


Abb. 3. Spitzenspannungen an der Glimmstrecke bei verschiedenen Stromstärken und Parallelkapazitäten.

die Zündspannung über dem in der Leitfähigkeit W fließenden Strom aufgetragen. Man ersieht daraus, daß sich die Differenz zwischen Zünd- und Löschspannung, welche für die Frequenz maßgebend ist, um bis zu 30 % ändern kann. Es wäre demnach nur dann möglich, die Anzahl der Entladungen in der Glimmstrecke als Maß beispielsweise für Kapazitäten zu verwenden, wenn vorher mit einer festen Spannung (!) und einem festen Vorschaltwiderstand geeicht worden ist. Da man aber nur durch Abstimmung des Vorschaltwiderstandes W auf die Größenordnung der zu messenden Kapazität C_x in bequemen Frequenzgebieten bleiben kann, würde für jede Größenordnung eine eigene Eichkurve erforderlich sein. Die technische Brauchbarkeit wird hierdurch naturgemäß sehr begrenzt.

Es hat sich daher als einzig zweckmäßig erwiesen, zur Substitutionsmethode überzugehen, d. h. die Messung in der Weise durchzuführen, daß beispielsweise der zu messende Kondensator C_x abwechselnd mit einem geeichten veränderlichen Kondensator bei C in die Anordnung eingeschaltet und letzterer solange nachgestellt wird, bis beide gleiche Frequenzen ergeben.

Eine allerdings recht primitive Anordnung in dieser Richtung wurde bereits kurz vor Beendigung unserer Arbeiten in einer Veröffentlichung von Asmus[4]) vorgeschlagen.

Das nach unseren Angaben von der Firma Huth herausgebrachte Gerät[5]), das wir als Glimmbrücke bezeichnet haben, kann jedoch infolge einer Reihe von Neuerungen als vollwertiges Meßinstrument gelten, das sich durch ungewöhnlichen Umfang des Meßbereiches (Kapazitäten 10—10^7 cm; Widerstände 10^3—10^8 Ohm) verschiedenartigste Anwendungsmöglichkeit, große Meßgenauigkeit (unter 1 %) und einfachste Handhabung auszeichnet.

Zu den, gegenüber bisher Bekanntem eingeführten Neuerungen ist folgendes zu sagen: Vorbedingung dafür, daß eine solche Messung rasch und sicher erfolgt, ist Wahl einer geeigneten Frequenz durch passende Einstellung der Leitfähigkeit von W. Besonders geeignet sind mittlere Tonfrequenzen, bei denen auch weniger musikalische Beobachter Frepuenzänderungen von weniger als 1 % leicht wahrnehmen. Da man veränderliche und einigermaßen konstante hochohmige Widerstände zurzeit nicht besitzt, liegt hier tatsächlich eine ernstliche technische Schwierigkeit vor. Diese ist durch Einführen einer Glühkathodenröhre anstelle des Widerstandes W in einfacher Weise überwunden worden. Bekanntlich ist der Emissionsstrom einer solchen Röhre in außerordentlich weiten Grenzen durch Veränderung der Kathodenheizung variierbar. Da bei einer kleinen Röhre wenige Volt Überspannung zur Erreichung der Sättigung genügen, erhält man überdies noch den Vorteil einer weitgehenden Unabhängigkeit von Schwankungen der bei A und B anliegenden Spannung.

Eine weitere Neuerung ergab sich aus der Erkenntnis, daß es ebenso gut möglich ist, intermittierendes Glimmlicht von gleicher Frequenz zu erzeugen, wenn man den Kondensator C nicht, wie bisher üblich, parallel zur Glimmstrecke, sondern parallel zur vorgeschalteten Leitfähigkeit (W bzw. R) legt, wie es in dem Schema Abb. 4 durch Schalter S ermöglicht ist. In diesem Falle lädt sich der Kondensator über die Glimmstrecke G und entlädt sich langsam über die Leitfähigkeit. Ein Unterschied der Frequenzen ergibt sich nur dann, wenn der Kondensator selbst eine Leitfähigkeit besitzt, d. h. schlecht isoliert ist. Liegt mit C eine Leitfähigkeit parallel zur Glimmstrecke, so ruft dies eine Verzögerung der langsamen Aufladung des Kondensators und damit eine Erniedrigung der Frequenz hervor. Liegt andererseits mit C eine Leitfähigkeit parallel zum Widerstand W bzw. zur Elektronenröhre R, so hat dies eine Beschleunigung der langsamen Entladung des Kondensators und damit einer Erhöhung der Frequenz zur Folge. Legt man demnach in Abb. 4 den Schalter S um und erhält dadurch eine Frequenzänderung, so ist dies ein Zeichen für mangelhafte Isolation des Kondensators C. Die Größenordnung dieser Leitfähigkeit kann durch einen einfachen Kunstgriff wiederum nach der Substitutionsmethode leicht gemessen werden.

Betrachten wir die nach den angegebenen Gesichtspunkten durchkonstruierte Glimmbrücke,

[4]) Asmus, Radio-Amateur vom 30. 4. 24 (Heft 6), 160.
[5]) Vertrieb: Kohl-Huth G. m. b. H., Leipzig, Brüderstraße 3.

so sehen wir (Abb. 5) auf der linken Seite die Anschlüsse für die Betriebsspannung (nach Belieben 110 bis 250 V.), sowie die Heizspannung (4 Volt) der Glühkathodenröhre. Auf der rechten Seite die Anschlüsse für die zu messende Größe und die geeichte Vergleichsgröße. Im Mittelfeld ist links die Glimmstrecke, rechts die Elektronenröhre und davor der in ihrem

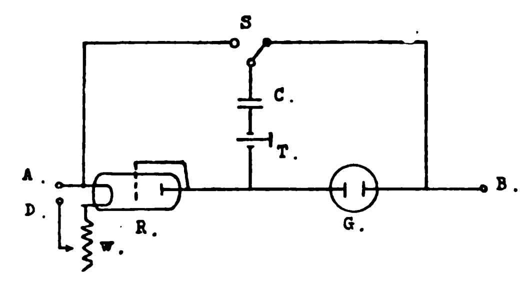


Abb. 4. Neue Schaltung des Glimmgenerators.

Heizkreise liegende Widerstand angeordnet. Für die Röhre ist die neue Huthsche Universalfassung eingebaut, die es ermöglicht, jede der heute üblichen Verstärkerröhren-Typen einzusetzen. Vorne sieht man zwei Umschalter, von denen der eine die Meßgrößen auszutauschen gestattet, der andere die Meßgrößen parallel zur Glimmstrecke oder zur Elektronenröhre legt. Beide

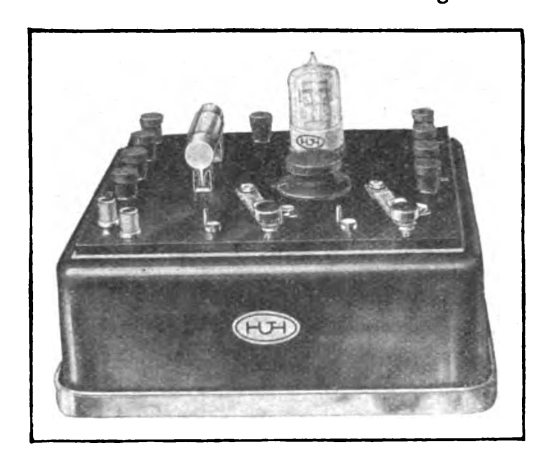


Abb. 5. Die Glimmbrücke.

Schalter sind so ausgeführt, daß sie sowohl durch Umlegen wie durch Tasten bedient werden können. Durch diese Ausführung der Umschalter wird die Messung so sehr vereinfacht und beschleunigt, daß es z. B. ohne weiteres gelingt, in der Minute 3—6 Blockkondensatoren auf 1 % genau zu eichen.

Abb. 6 zeigt einige Schaltungs-Beispiele, nach denen Messungen mit dem neuen Gerät durchgeführt werden. Abb. 6a gibt die Messung von Kapazitäten, Abb. 6b die von Widerständen nach der Substitutionsmethode wieder. Die Messung von Widerständen erfolgt dabei in der Weise, daß in der grundlegenden Schaltung die Meßwiderstände abwechselnd vor die Glimmstrecke gelegt werden. Der zur Schaltung gehörige Kondensator wird an den mit *CW* bezeichneten Klemmen angeschlossen. Bei Gleichheit des entstehenden Tones ist $W = W_x$. Die Kapazität eines Kondensators mit Leitfähigkeit wird, ohne Rücksicht auf seine Leitfähigkeit zu nehmen, in einer Schaltung gemäß Abb. 6c gemessen. Hierbei liegt ein hochisolierter Kondensator beliebiger Größe mit ihm sowohl wie auch mit dem Meßkondensator in Reihe. Soll die Leitfähigkeit eines Kondensators bestimmt werden, so bedient man sich einer Schaltung gemäß Abb. 6d. Man sucht den Schwellenwert der Röhrenheizung auf, bei dem keine Entladungen in der Glimmstrecke mehr

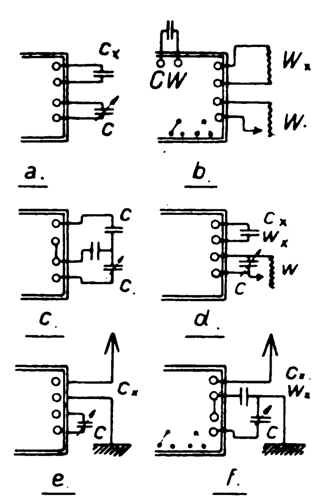


Abb. 6. Meßschaltungen der Glimmbrücke.

auftreten. Dann wird auf den andern Kondensator *C* umgeschaltet und bei gleichbleibender Heizung sein Parallelwiderstand *W* auf denselben Schwellenwert einreguliert. Es entspricht dann *W* der gesuchten Leitfähigkeit des Kondensators C_x. Die Messung von Antennenkapazitäten erfolgt mit der Glimmbrücke in einfachster Weise unter Zuhilfenahme einer Schaltung entsprechend Abb. 6e. Ist die Antenne schlecht isoliert, so führt man die Messung gemäß Abb. 6f unter Zwischenschaltung eines gut isolierten Kondensators durch.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß in der Glimmbrücke ein neues Meßinstrument vorliegt, welches wesentliche Vorteile aufweist: die Glimmbrücke erfordert keine Null-Einstellung wie andere Brücken und ist deshalb auch in geräuschvollen Räumen brauchbar. Sie bedarf keiner Wechselstromquelle und ist deshalb frei von Störungen durch Summer, Maschinen oder Hochfrequenzgeneratoren. Die Messung erfolgt lediglich durch Einstellung auf gleiche Frequenz und ist im

keit sowohl von der Frequenz der Intermittenzen als auch zugleich von der Leistung der einzelnen Entladung (diese ist durch die Größe des Parallelkondensators definiert) zeigt. Die Kurven (Abb. 3) zeigen für drei verschiedene Parallel-Kapazitäten

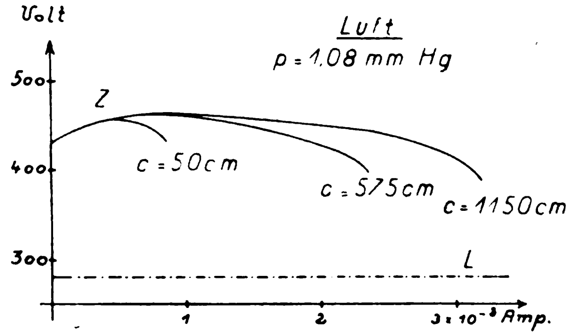


Abb. 3. Spitzenspannungen an der Glimmstrecke bei verschiedenen Stromstärken und Parallelkapazitäten.

die Zündspannung über dem in der Leitfähigkeit W fließenden Strom aufgetragen. Man ersieht daraus, daß sich die Differenz zwischen Zünd- und Löschspannung, welche für die Frequenz maßgebend ist, um bis zu 30 % ändern kann. Es wäre demnach nur dann möglich, die Anzahl der Entladungen in der Glimmstrecke als Maß beispielsweise für Kapazitäten zu verwenden, wenn vorher mit einer festen Spannung (!) und einem festen Vorschaltwiderstand geeicht worden ist. Da man aber nur durch Abstimmung des Vorschaltwiderstandes W auf die Größenordnung der zu messenden Kapazität C_x in bequemen Frequenzgebieten bleiben kann, würde für jede Größenordnung eine eigene Eichkurve erforderlich sein. Die technische Brauchbarkeit wird hierdurch naturgemäß sehr begrenzt.

Es hat sich daher als einzig zweckmäßig erwiesen, zur Substitutionsmethode überzugehen, d. h. die Messung in der Weise durchzuführen, daß beispielsweise der zu messende Kondensator C_x abwechselnd mit einem geeichten veränderlichen Kondensator bei C in die Anordnung eingeschaltet und letzterer solange nachgestellt wird, bis beide gleiche Frequenzen ergeben.

Eine allerdings recht primitive Anordnung in dieser Richtung wurde bereits kurz vor Beendigung unserer Arbeiten in einer Veröffentlichung von Asmus[4]) vorgeschlagen.

Das nach unseren Angaben von der Firma Huth herausgebrachte Gerät[5]), das wir als Glimmbrücke bezeichnet haben, kann jedoch infolge einer Reihe von Neuerungen als vollwertiges Meßinstrument gelten, das sich durch ungewöhnlichen Umfang des Meßbereiches (Kapazitäten $10-10^7$ cm; Widerstände 10^3-10^8 Ohm) verschiedenartigste Anwendungsmöglichkeit, große Meßgenauigkeit (unter 1 %) und einfachste Handhabung auszeichnet.

Zu den, gegenüber bisher Bekanntem eingeführten Neuerungen ist folgendes zu sagen: Vorbedingung dafür, daß eine solche Messung rasch und sicher erfolgt, ist Wahl einer geeigneten Frequenz durch passende Einstellung der Leitfähigkeit von W. Besonders geeignet sind mittlere Tonfrequenzen, bei denen auch weniger musikalische Beobachter Frepuenzänderungen von weniger als 1 % leicht wahrnehmen. Da man veränderliche und einigermaßen konstante hochohmige Widerstände zurzeit nicht besitzt, liegt hier tatsächlich eine ernstliche technische Schwierigkeit vor. Diese ist durch Einführen einer Glühkathodenröhre anstelle des Widerstandes W in einfacher Weise überwunden worden. Bekanntlich ist der Emissionsstrom einer solchen Röhre in außerordentlich weiten Grenzen durch Veränderung der Kathodenheizung variierbar. Da bei einer kleinen Röhre wenige Volt Überspannung zur Erreichung der Sättigung genügen, erhält man überdies noch den Vorteil einer weitgehenden Unabhängigkeit von Schwankungen der bei A und B anliegenden Spannung.

Eine weitere Neuerung ergab sich aus der Erkenntnis, daß es ebenso gut möglich ist, intermittierendes Glimmlicht von gleicher Frequenz zu erzeugen, wenn man den Kondensator C nicht, wie bisher üblich, parallel zur Glimmstrecke, sondern parallel zur vorgeschalteten Leitfähigkeit (W bzw. R) legt, wie es in dem Schema Abb. 4 durch Schalter S ermöglicht ist. In diesem Falle lädt sich der Kondensator über die Glimmstrecke G und entlädt sich langsam über die Leitfähigkeit. Ein Unterschied der Frequenzen ergibt sich nur dann, wenn der Kondensator selbst eine Leitfähigkeit besitzt, d. h. schlecht isoliert ist. Liegt mit C eine Leitfähigkeit parallel zur Glimmstrecke, so ruft dies eine Verzögerung der langsamen Aufladung des Kondensators und damit eine Erniedrigung der Frequenz hervor. Liegt andererseits mit C eine Leitfähigkeit parallel zum Widerstand W bzw. zur Elektronenröhre R, so hat dies eine Beschleunigung der langsamen Entladung des Kondensators und damit einer Erhöhung der Frequenz zur Folge. Legt man demnach in Abb. 4 den Schalter S um und erhält dadurch eine Frequenzänderung, so ist dies ein Zeichen für mangelhafte Isolation des Kondensators C. Die Größenordnung dieser Leitfähigkeit kann durch einen einfachen Kunstgriff wiederum nach der Substitutionsmethode leicht gemessen werden.

Betrachten wir die nach den angegebenen Gesichtspunkten durchkonstruierte Glimmbrücke,

[4]) Asmus, Radio-Amateur vom 30. 4. 24 (Heft 6), 160.
[5]) Vertrieb: Kohl-Huth G. m. b. H., Leipzig, Brüderstraße 3.

so sehen wir (Abb. 5) auf der linken Seite die Anschlüsse für die Betriebsspannung (nach Belieben 110 bis 250 V.), sowie die Heizspannung (4 Volt) der Glühkathodenröhre. Auf der rechten Seite die Anschlüsse für die zu messende Größe und die geeichte Vergleichsgröße. Im Mittelfeld ist links die Glimmstrecke, rechts die Elektronenröhre und davor der in ihrem

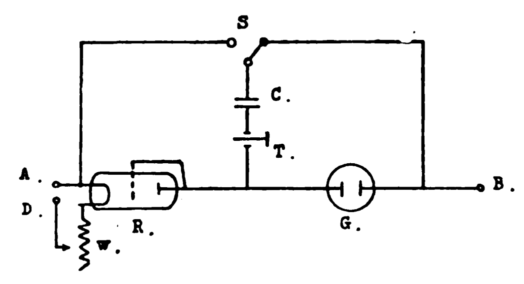


Abb. 4. Neue Schaltung des Glimmgenerators.

Heizkreise liegende Widerstand angeordnet. Für die Röhre ist die neue Huthsche Universalfassung eingebaut, die es ermöglicht, jede der heute üblichen Verstärkerröhren-Typen einzusetzen. Vorne sieht man zwei Umschalter, von denen der eine die Meßgrößen auszutauschen gestattet, der andere die Meßgrößen parallel zur Glimmstrecke oder zur Elektronenröhre legt. Beide

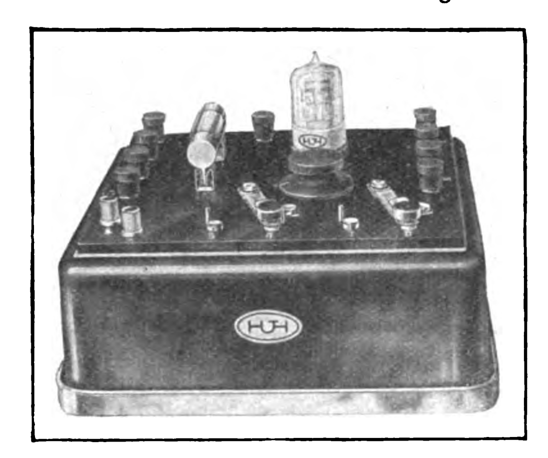


Abb. 5. Die Glimmbrücke.

Schalter sind so ausgeführt, daß sie sowohl durch Umlegen wie durch Tasten bedient werden können. Durch diese Ausführung der Umschalter wird die Messung so sehr vereinfacht und beschleunigt, daß es z. B. ohne weiteres gelingt, in der Minute 3—6 Blockkondensatoren auf 1 % genau zu eichen.

Abb. 6 zeigt einige Schaltungs-Beispiele, nach denen Messungen mit dem neuen Gerät durchgeführt werden. Abb. 6a gibt die Messung von Kapazitäten, Abb. 6b die von Widerständen nach der Substitutionsmethode wieder. Die Messung von Widerständen erfolgt dabei in der Weise, daß in der grundlegenden Schaltung die Meßwiderstände abwechselnd vor die Glimmstrecke gelegt werden. Der zur Schaltung gehörige Kondensator wird an den mit *CW* bezeichneten Klemmen angeschlossen. Bei Gleichheit des entstehenden Tones ist $W = W_x$. Die Kapazität eines Kondensators mit Leitfähigkeit wird, ohne Rücksicht auf seine Leitfähigkeit zu nehmen, in einer Schaltung gemäß Abb. 6c gemessen. Hierbei liegt ein hochisolierter Kondensator beliebiger Größe mit ihm sowohl wie auch mit dem Meßkondensator in Reihe. Soll die Leitfähigkeit eines Kondensators bestimmt werden, so bedient man sich einer Schaltung gemäß Abb. 6d. Man sucht den Schwellenwert der Röhrenheizung auf, bei dem keine Entladungen in der Glimmstrecke mehr

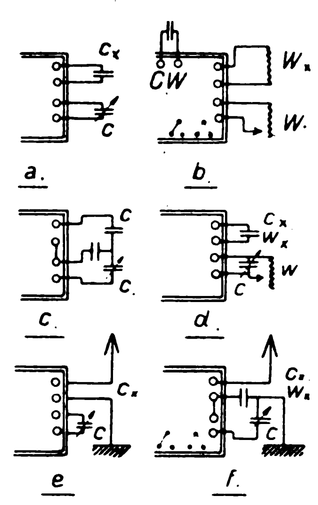


Abb. 6. Meßschaltungen der Glimmbrücke.

auftreten. Dann wird auf den andern Kondensator *C* umgeschaltet und bei gleichbleibender Heizung sein Parallelwiderstand *W* auf denselben Schwellenwert einreguliert. Es entspricht dann *W* der gesuchten Leitfähigkeit des Kondensators C_x. Die Messung von Antennenkapazitäten erfolgt mit der Glimmbrücke in einfachster Weise unter Zuhilfenahme einer Schaltung entsprechend Abb. 6e. Ist die Antenne schlecht isoliert, so führt man die Messung gemäß Abb. 6f unter Zwischenschaltung eines gut isolierten Kondensators durch.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß in der Glimmbrücke ein neues Meßinstrument vorliegt, welches wesentliche Vorteile aufweist: die Glimmbrücke erfordert keine Null-Einstellung wie andere Brücken und ist deshalb auch in geräuschvollen Räumen brauchbar. Sie bedarf keiner Wechselstromquelle und ist deshalb frei von Störungen durch Summer, Maschinen oder Hochfrequenzgeneratoren. Die Messung erfolgt lediglich durch Einstellung auf gleiche Frequenz und ist im

Tongebiet bis auf etwa 1 % genau; musikalische Beobachter kommen noch zu größeren Genauigkeiten. Die Betriebsspannung kann beliebig zwischen 110 und 250 Volt gewählt werden. Der Meßbereich liegt für Kapazitäten zwischen 10 und 10^7 cm, für Widerstände zwischen 10^3 und 10^8 Ohm. Die handliche Durchkonstruktion, welche dem Gerät seitens der Firma Huth gegeben worden ist, ermöglicht es, die meisten Messungen mit wenigen Griffen durchzuführen.

Demonstration einiger Photogramme zur Theorie der optischen Abbildung.

Von M. Berek, Wetzlar.

Inhalt: Es wird dem Äquivalenzsatz eine allgemeinere Form gegeben und gezeigt, daß in der praktischen Mikroskopie die Beachtung dieses Äquivalenzsatzes zumeist wesentlicher ist als die Berücksichtigung der Abbeschen Theorie.

Bei der Bestimmung des Abbildungsinhaltes nach dem Fresnel-Huyghensschen Prinzip ist bekanntlich das Integral über die Intensitätsverteilung in der Öffnungsblende des abbildenden Systems auszuwerten. Dieses Integral ist, wenn es sich um die Abbildung eines Nichtselbstleuchters handelt, im wesentlichen eine Funktion der Beleuchtungsart und der Objektstruktur. Es läßt sich nun bei gegebenem Objekt stets eine Beleuchtungsart denken, bei welcher die vom Objekt ausgehenden Wellenzüge einer Strahlung nach dem Lambertschen Gesetz, d. h. den Verhältnissen, wie sie bei der Abbildung eines Selbstleuchters auftreten, streng oder wenigstens in Annäherung äquivalent sind. Dieser Fall führt auf das M. von Lauesche Äquivalenzprinzip: Wenn die Öffnung der beleuchtenden Strahlen ein gewisses, durch die Öffnung des abbildenden Systems bestimmtes Maß übersteigt, wird der Nichtselbstleuchter wie ein Selbstleuchter abgebildet.

Dieser Äquivalenzsatz läßt sich noch erweitern; es läßt sich auch bei im voraus gegebener Beleuchtung, z. B. im Extremfalle, auch zur Beleuchtung mittels nur einer ebenen Welle, ein Objekt von solchen Struktureigenschaften denken, daß die vom Objekt ausgehenden, abbildenden Wellen einer Selbstleuchterstrahlung äquivalent sind. In grober Annäherung gilt dies z. B. für den vom abbildenden System aufgenommenen Teil einer Beugungswelle, die an einem ultramikroskopischen Teilchen erzeugt wird (vgl. die Untersuchungen von G. Mie). Das Wesentliche für das Inkrafttreten der Äquivalenzbeziehung ist also nicht so sehr allein die Beleuchtungsart, als vielmehr die Art der Intensitätsverteilung in der Öffnungsblende des abbildenden Systems, wie sie durch Beleuchtungsart und Objektstruktur erzeugt wird:

In dem Maße wie in der Öffnungsblende des abbildenden Systems ausgesprochene Maxima und Minima der Intensität fehlen und die Intensitätsverteilung sich einer solchen, wie sie bei Strahlung nach dem Lambertschen Gesetz bedingt wird, nähert, nähert sich auch die Abbildung eines Nichtselbstleuchters in ihren Auswirkungen hinsichtlich des Abbildungsinhaltes denen eines Selbstleuchters gleicher Struktur.

Für die Hellfeldbeobachtung im Mikroskop sind die Folgerungen, welche sich aus diesem Äquivalenzsatz hinsichtlich des erreichbaren Auflösungsvermögens ergeben, kaum von Bedeutung, da hier sowohl die Helmholtzsche wie die Abbesche Formel für das Auflösungsvermögen



Abb. 1. Gonokokken im Dunkelfeld.
λ = ca. 0,55 μ; Abbildungsapertur 1,15.
Nach der Abbeschen Betrachtungsweise über die Abbildung von Nichtselbstleuchtern dürfte der Spalt der Diplokokken nicht auflösbar sein; die Auflösung ist aber mehrfach deutlich kenntlich.

auf praktisch denselben Wert führen. Für das Auflösungsvermögen im Dunkelfeld ergibt die Abbesche Theorie, worauf zuerst M. J. Cross hingewiesen hat, den Wert $\varepsilon = \frac{2\lambda}{A_k + A_o}$, worin A_k die obere Grenzapertur der Beleuchtung, A_o die der Beobachtung ist. Namentlich anschließend an die Untersuchungen, welche später H. Siedentopf diesem Fall gewidmet hat, ist in der Literatur die Ansicht vorherrschend geworden, daß die Dunkelfeldbeobachtung hinsichtlich des erreichbaren Auflösungsvermögens der Hellfeldbeobachtung wesentlich unterlegen sei. In Wirklichkeit ist dies für die überwiegende Mehrzahl aller Objekte, auf welche in der praktischen Mikroskopie die Dunkelfeldbeobachtung angewandt wird, nicht der Fall; denn ihre Abbildung fällt unter die Bedingungen des oben formulierten Äquivalenzsatzes. Ein Beispiel möge das veranschaulichen. Für eine obere Grenzapertur der Beleuchtung $A_k = 1{,}33$ und für eine Beobachtungsapertur $A_o = 1{,}15$ und $\lambda = 0{,}55\ \mu$ folgt bei Abbildung im Abbeschen Sinne die Auflösungsgrenze zu $\varepsilon = 0{,}44\ \mu$, bei

Berücksichtigung des Äquivalenzsatzes dagegen $\varepsilon = 0{,}24\ \mu$. Die nebenstehend wiedergegebene mikrophotographische Aufnahme, welche unter den eben angegebenen Versuchsbedingungen ausgeführt ist, zeigt, daß der Spalt zwischen zwei zusammengehörigen Individuen eines Pilzkörpers, obwohl er nur $0{,}2 - 0{,}3\ \mu$ im Maximum breit ist, aufgelöst wird. Wir erkennen, daß die Abbildung selbst solcher spaltförmiger Strukturen noch unter die Bedingungen des Äquivalenzsatzes fällt. Es ist also unzutreffend, wenn immer noch mit E. Abbe die Gitterabbildung zur Grundlage der mikroskopischen Abbildung von nichtselbstleuchtenden Strukturen jeglicher Art gemacht wird. Diesen Standpunkt hat bereits 1880 der Leipziger Anatom R. Altmann gegenüber E. Abbe verfochten, gestützt auf Überlegungen, welche im wesentlichen mit unseren Äquivalenzbetrachtungen identisch sind. Doch sind heut R. Altmann und seine Arbeiten auf optischem Gebiet größtenteils unbekannt.

Neue Untersuchungen über eine Lichtquelle von sehr hoher Flächenhelligkeit.

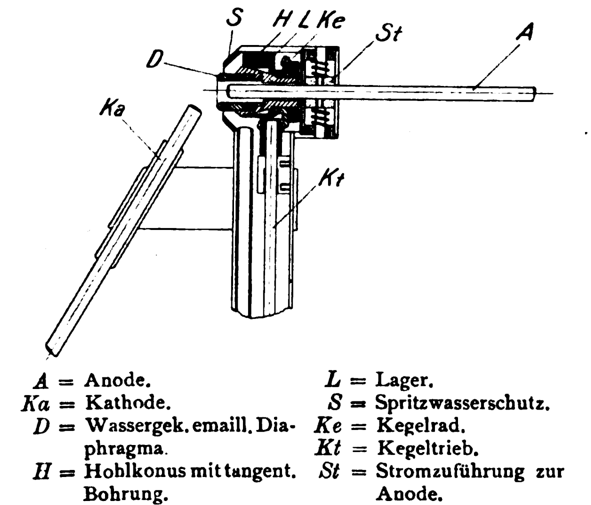
Von H. Gerdien und A. Lotz.

(Vortrag gehalten auf der 88. Tagung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte in Innsbruck im September 1924 von H. Gerdien.)

Auf der letzten Tagung in Leipzig hatten wir zum erstenmal über eine Lichtquelle von sehr hoher Flächenhelligkeit berichtet[1]), die wir dadurch geschaffen hatten, daß wir einen Lichtbogen durch besondere Mittel zum Brennen bei extrem hoher Stromdichte gezwungen hatten. Es wurde damals ein metallisches Diaphragma von wenigen Millimetern Öffnung benutzt, welches an seiner ganzen Oberfläche von Kühlwasser berieselt wurde. Mittels eines Zündstiftes oder Zünddrahtes wurde der Lichtbogen zwischen Elektroden gezündet, deren Enden zu beiden Seiten des Diaphragmas sich befanden. Nach dem Verdampfen des Zündelementes brannte der Lichtbogen innerhalb der Einschnürung des Diaphragmas mit Stromdichten, welche 100 A/mm^2 überschritten. Wie wir damals gezeigt haben, war im wesentlichen der aus der Dissoziation des Kühlwassers entstandene Wasserstoff der Träger der Lichtemission. In dem Spektrum des aus dem Diaphragma ausgestrahlten Lichtes waren die Serienlinien des Wasserstoffs zum Teil in Selbstumkehrung mit Flächenhelligkeiten nachzuweisen, welche diejenige des positiven Kraters der Reinkohlenbogenlampe um das 20—50fache übertrafen; daneben bestand eine kontinuierliche Emission, welche die Flächenhelligkeit der positiven Kohle um das zwei- bis fünffache überstieg. Wir hatten schon damals versucht, auch Spektra anderer Träger als Wasserstoff in dem Gebiete der hohen Stromdichte zur Emission zu bringen, und hatten zu diesem Zweck durch eine Bohrung, welche radial in der Symmetrieebene des Diaphragmas senkrecht zu seiner Figurenachse verlief, Drähte aus verschiedenen Metallen eingeführt und ihr Ende innerhalb des Diaphragmas zum Verdampfen gebracht. Es waren so einige Metallbogenlinien mit einer Flächenhelligkeit erhalten worden, welche diejenige der Wasserstoffserienlinien noch übertrafen. Diese Methode, den eingeschnürten Lichtbogen von der Symmetrieebene des Diaphragmas aus zu färben, bedeutete jedoch nur einen Laboratoriumserfolg. Obgleich es uns gelungen war, für die damals beschriebene Anordnung ein ganz wesentlich vereinfachtes technisches Zündungsverfahren zu finden, und die Färbemethode durch seitliches Einführen von Drähten in das Diaphragma noch wesentlich zu vervollkommnen, so gelang es doch nicht, sie bis zu einer für technische Anwendungen unbedingt erforderlichen Betriebssicherheit durchzubilden: der radial in das Diaphragma eingeführte, zu verdampfende Draht muß notwendig an einer Stelle die das Diaphragma überspülende Wasserhaut durchbrechen; er bildet hier ein Strömungshindernis, hinter dem es leicht zu einer Entblößung der Wand des Diaphragmas kommt. An einer solchen mangelhaft oder garnicht mit Wasser bedeckten Stelle setzt dann gelegentlich der Lichtbogen an und bewirkt so die Zerstörung des Diaphragmas. Ehe wir dazu übergehen, den neuen Weg zu beschreiben, den wir eingeschlagen haben, um die Färbung des eingeschnürten Lichtbogens mittels einer technischen Methode zu erzielen, wollen wir noch das Resultat von Untersuchungen erwähnen, welche wir am nicht gefärbten Wasserstoffbogen angestellt haben. Wir hatten bis jetzt nur das Licht spektral untersucht, welches beiderseits aus dem Diaphragma herausdringt; durch Untersuchung dieses Lichtes läßt sich jedoch nicht mit voller Sicherheit ein Schluß auf die Emission ziehen, welche innerhalb der Stelle größter Stomdichte besteht. Um uns über die Natur dieser Emission ein Bild zu verschaffen, benutzten wir eine radiale Bohrung, welche ganz ähnlich wie bei den schon erwähnten Färbeversuchen innerhalb der Symmetrieebene des Diaphragmas verlief. Diese Bohrung wurde durch einen an beiden Enden plangeschliffenen und polierten Glasstab verschlossen, der außerhalb des Diaphragmas bis auf seine Endfläche mit einem lichtundurchlässigen Überzug versehen war. Das aus dem Ende des Glas-

[1]) Zeitschr. f. techn. Physik **4** (1923), 159—162, und Wiss. Veröff. a. d. Siemens Konzern **2** (1922), 489—496.

stabes austretende Licht fiel auf den Spalt eines Spektrographen, der im übrigen gegen Nebenlicht abgedeckt war. Während man bei den früheren Spektralaufnahmen den Einwand hätte machen können, daß die beobachtete Emission größtenteils aus den beiderseits aus dem Diaphragma hervordringenden intensiv leuchtenden Fackeln stammte, kann man jetzt mit größerer Sicherheit über die Emission an der engen Stelle des Diaphragmas Aussagen machen. Der Charakter der jetzt erhaltenen Spektrogramme ist ein dem der früheren ganz ähnlicher. Wir haben wieder die Serienlinien des Wasserstoffs zum Teil in Selbstumkehrung auf hellem, kontinuierlichem Grunde. Ein Einwand muß noch widerlegt werden, der auch bei dieser Art der Spektralaufnahmen gemacht werden kann. Der



A =	Anode.	*L* =	Lager.
Ka =	Kathode.	*S* =	Spritzwasserschutz.
D =	Wassergek. emaill. Diaphragma.	*Ke* =	Kegelrad.
		Kt =	Kegeltrieb.
H =	Hohlkonus mit tangent. Bohrung.	*St* =	Stromzuführung zur Anode.

Abb. 1.

Raum innerhalb des Diaphragmas ist der Bestrahlung von beiden Seiten her durch das Licht der Fackeln ausgesetzt. Dieses Licht wird an den blanken Flächen des metallischen Diaphragmas und der Oberfläche der Wasserhaut mehrfach reflektiert, so daß es nicht ausgeschlossen ist, daß auch die in radialer Richtung aufgenommenen Spektrogramme durch dieses von außen stammende Licht verfälscht werden. Um uns von dem quantitativen Effekt einer derartigen Bestrahlung ein Urteil zu verschaffen, haben wir Spektralaufnahmen gemacht in einem Diaphragma, welches mit Wasser berieselt wurde in gleicher Weise, wie es während des Brennens des Lichtbogens geschieht, in dem aber kein Lichtbogen brannte; dieses Diaphragma wurde lediglich mittels einer Konvexlinse intensiv beleuchtet, welche das Licht von einem Diaphragma-Lichtbogen auf das Diaphragma vereinigte. Es zeigte sich bei diesen Versuchen deutlich, daß durch das reflektierte Licht erst bei Expositionszeiten von ganz anderer Größenordnung lediglich die intensivsten Linien erhalten werden konnten, daß also bei den Radialaufnahmen tatsächlich fast ausschließlich Licht aus dem Inneren des Diaphragmas aufgenommen wurde.

Wir kehren nun zu der Beschreibung des neuen Weges zurück, den wir zwecks Färbung des eingeschnürten Lichtbogens beschritten haben. Schon in der vor zwei Jahren veröffentlichten Arbeit hatten wir Versuche beschrieben, die wir angestellt hatten, um den Lichtbogen in unmittelbarer Nähe des Brennendes einzuschnüren. Wir hatten damals ein einseitig mit Kühlwasser berieseltes Diaphragma benutzt, in welches das Ende der Elektrode unmittelbar eingeführt wurde. Es hatte sich damals gezeigt, daß es wohl möglich ist, längere Zeit die Elektrode als Kathode zu brennen. Bei dem Versuch, sie als Anode zu brennen, waren dagegen Schwierigkeiten entstanden, weil nicht selten der Lichtbogen auf dem Schutzring ansetzte oder dieser durch von der Anode abspringende Kohleteilchen in leitende Verbindung mit der Anode geriet. Das nähere Studium dieser Erscheinungen zeigte uns nun, daß z. B. bei einem derartigen Lichtbogen mit horizontal liegender Anode dem Ansetzen des Lichtbogens am Schutzring ein Zustand vorausgeht, bei dem die Wasserhaut meistens an einer Stelle oberhalb des Brennendes durch die von der Anode ausgehenden intensiven Strahlen verdampfenden Materials weggeblasen wird. An der so entstehenden trockenen Stelle setzt dann sofort der Lichtbogen auf. Sorgt man dafür, daß ein einseitiges Abströmen der verdampften Anodenmassen durch irgendwelche Mittel verhindert wird, so läßt sich der Lichtbogen ohne Gefahr für den Schutzring lange Zeit stabil brennen. Ein derartiges Mittel besteht in der Anwendung von beispielsweise drei symmetrisch zur Achse der Anode unter Winkeln von 120^0 verteilten Kathoden, auf deren Brennenden man den Lichtbogen unter der Wirkung eines der Anode parallel gerichteten Magnetfeldes umlaufen läßt. Es gelingt leicht, den Lichtbogen auch bei horizontal liegender Anode ziemlich gleichmäßig umlaufen zu lassen und das lokale Trockenblasen des Schutzringes vollkommen sicher zu verhüten. Statt der drei getrennten Kathoden kann man auch eine ringförmige Kathode, beispielsweise aus Kupfer, anwenden, auf derem inneren Rand der Lichtbogen unter der Wirkung des Magnetfeldes umläuft. Ein derartiger Lichtbogen braucht keine merklich höhere Elektrodenspannung, wie man vielleicht erwarten sollte, als ein Bogen mit feststehender kathodischer Basis. Für das Gelingen des Versuches, den Lichtbogen auf der ringförmigen Kupferkathode umlaufen zu lassen, scheint es wesentlich zu sein, daß man dem Lichtbogen Gelegenheit gibt, aus dem verdampften Anodenmaterial Kohlenstoff oder Metall-

oxyde in winzigen Mengen auf der ringförmigen Kupferkathode niederzuschlagen. Diese kleinen Mengen sublimierten Kohlenstoffs, bzw. sublimierter Oxyde, werden wahrscheinlich von dem Lichtbogen auf so hoher Glühtemperatur gehalten, daß sie hinreichend Elektronen zur Speisung des Lichtbogens aussenden. Die kleine kathodische Basis des Lichtbogens, soweit sie aus Kohle besteht, wird wahrscheinlich hinter dem durch das Magnetfeld umgetriebenen Lichtbogen oxydiert. Für diese Auffassung spricht der Umstand, daß es nicht möglich ist, den Lichtbogen in der beschriebenen Weise auf einer Ringkathode aus Metall zum Umlaufen zu bringen, wenn stark verkupferte oder sonst metallisierte Anoden zur Anwendung gelangen; in diesem Falle wird der Niederschlag von Kohle und Glühelektronen aussendenden Oxyden durch die große Menge des gleichzeitig sich entwickelnden Metalldampfes verhindert. Der durch das Magnetfeld beeinflußte Lichtbogen hat unter diesen Umständen nicht die Möglichkeit, seine kathodische Basis auf hinreichend hohe Glühtemperatur zu erhitzen und der Lichtbogen erlischt daher sofort.

Anstatt den Schutzring feststehen und den Lichtbogen umlaufen zu lassen, kann man auch umgekehrt vorgehen — und das ist die jetzt von uns angewandte technische Lösung — man kann den Schutzring um die Anode als Achse rotieren lassen und die Elektroden des Lichtbogens festhalten. Dabei ist es zunächst gleichgültig, ob die Anode mit dem Schutzring umläuft oder ruht. Das letztere hat praktische Vorteile und so verwenden wir jetzt, wie aus der Abb. 1 hervorgeht, eine ruhende Anode, eine schräg gegen die Achse der Anode geneigte ruhende Kathode und ein umlaufendes auf der Oberfläche von Kühlwasser überspültes Diaphragma. Wir haben beiläufig kurze Zeit mit einer Anordnung gearbeitet, bei der wir statt der feststehenden Kathode wieder eine ringförmige Kupferkathode verwendeten, welche mit dem Diaphragma umlief und den Strom mittels eines Schleifkontaktes zugeleitet erhielt. Die ringförmige Kathode war dabei so ausgestaltet, daß sie auf der der Anode zugekehrten Seite ebenfalls ähnlich wie das Diaphragma an der Oberfläche von Kühlwasser bespült wurde; lediglich ihr innerer Rand blieb trocken, um das Ansetzen der kathodischen Basis nicht zu erschweren. Aber auch diese Ausführungsform kann nur für begrenzte Zeit betriebsfähig erhalten werden; die Anordnung versagt leicht dadurch, daß die von der Anode verdampfenden Massen sich an der einen Seite der Ringkathode festsetzen und mit der Zeit die Wirkung des Kühlwassers beeinträchtigen. Wir sind jetzt endgültig zu der erwähnten Anordnung mit festen Elektroden und rotierendem Schutzring übergegangen Es erübrigt sich, auf die Einzelheiten der technischen Ausführung einzugehen; das wesentliche ist folgendes: in einem konisch ausgedrehten Lager läuft ein darin eingepaßter Konus mit zylindrischer Bohrung. Innerhalb des Lagers wird Druckwasser zugeführt, welches in kleinen, zur inneren Bohrung tangential verlaufenden Bohrungen nach innen strömt. Hier bedeckt es, durch die Zentrifugalkraft fest angepreßt, in dünner Haut die Bohrung des umlaufenden Teiles und breitet sich nach einem Ende zu über ein kleines emailliertes Rohrstück aus, welches einen abgerundeten Rand besitzt; von diesem Rand läuft das überschüssige Kühlwasser nach außen ab und wird durch einen Spritzwasserfang aufgenommen und abgeführt. Die Rotation der durchbohrten konischen Achse wird mittels Kegelradantriebs durch einen Elektromotor aufrecht erhalten. Der Anode, welche in die Durchbohrung des umlaufenden Teiles von rückwärts eingeführt wird, wird der Strom möglichst dicht hinter dem Brennende unmittelbar vor dem Eintritt in den rotierenden Teil durch federnde Kontaktstücke zugeleitet. Für das einwandfreie Zünden der Lampe ist es wesentlich, die beschriebenen Erfordernisse in der richtigen Reihenfolge zu betätigen; es muß zunächst die Rotation des Schutzringes eingeleitet werden, dann kann man die Druckwasserzufuhr öffnen und schließlich durch Vorschieben der Anode und Berühren mit der Kathode zünden. Die kleine hier vorgeführte Lampe brennt stabil bei 220 Volt Netzspannung und Stromstärken bis zu 50 A. Wir verwenden als Anode wie bei unseren früheren Versuchen verkupferte We-De-Weißkohlen von Gebr. Siemens & Co., Berlin-Lichtenberg. Die Art der Kathode ist ziemlich gleichgültig, man kann gewöhnliche Kohlekathoden oder Graphitkathoden oder auch mit Leuchtsalzen versehene Kathoden benutzen. Auch der Vorschub der Kathode erfordert nur geringe Sorgfalt, da der Abbrand der Kathode nur verhältnismäßig langsam fortschreitet. Der Vorschub der Anode, welche bei dieser kleinen Lampe einen Durchmesser von 5 mm hat, muß dagegen sorgfältiger reguliert werden, da von ihm ganz wesentlich die erzielte Flächenhelligkeit abhängt. Der Abbrand der Anode erreicht bei 50 Ampere rund 7 bis 8 mm pro Minute.

Wir haben die Emission der Lampe unter stark variierten Versuchsbedingungen untersucht und werden die Einzelheiten dieser Untersuchungen an anderer Stelle näher ausführen. Hier sei nur festgestellt, daß es schon bei diesem relativ kleinen Lampenmodell gelingt, die Flächenhelligkeit auf das rund vierfache der Flächenhelligkeit des positiven Kraters der Reinkohlenbogenlampe zu steigern. Damit haben wir eine Lichtquelle

erreicht, welche für die Zwecke der Mikroskopie und der Projektion das Sonnenlicht erreicht.

Daß es sich bei der hier verwirklichten hohen Flächenhelligkeit im wesentlichen um eine Lichtemission handelt, welche von dem eingeschnürten, unmittelbar vor der Anode liegenden Teil der positiven Säule des Lichtbogens ausgeht, läßt eine Versuchsreihe deutlich erkennen, bei der wir die in Richtung der Anodenachse ausgestrahlten Flächenhelligkeiten maßen für Anoden, deren Zusammensetzung wir von reinem Graphit ausgehend stufenweise bis zur gewöhnlichen We-De-Weiß-Masse variierten. Die Flächenhelligkeiten sind in relativen Einheiten angegeben, wobei die Flächenhelligkeit des Kraters der Reinkohlenbogenlampe gleich 1 gesetzt wurde.

Anode	Relative Flächenhelligkeit
Graphit	1,77
We-De-Weiß . . 25%	2,06
„ „ „ . . 50%	2,26
„ „ „ . . 100%	3,84

Die Lampe wurde dabei stets unter sonst gleichen Versuchsbedingungen bei der Stromstärke 50 A. gebrannt. Die Tabelle zeigt deutlich den Anstieg der Flächenhelligkeit mit wachsendem Zusatz von Leuchtmasse zur Anode.

Weitere Einzelheiten über die mit der Lampe angestellten Versuche behalten wir uns für eine ausführlichere Mitteilung vor.

Siemensstadt, Forschungslaboratorium der Siemens & Halske A.-G. und der Siemens-Schuckert-Werke G. m. b. H. im September 1924.

Die Geschwindigkeit des Umklappens der Molekularmagnetverbände.

Von H. Barkhausen, Dresden.

(Nach gemeinsam mit S. Lewin angestellten Versuchen.)

Wenn man einen Eisendraht etwa durch Nähern und Entfernen eines Magneten ganz langsam ummagnetisiert, so ändert sich, wie ich früher gefunden habe[1]), die Magnetisierung nicht stetig, sondern es treten in unregelmäßiger Weise Sprünge auf. Das ist daran erkenntlich, daß in einer den Draht umschließenden Spule plötzliche Induktionsstöße entstehen, die in einem mit der Spule verbundenen Telephon ein unregelmäßiges Geräusch erzeugen. Es ist Herrn B. van der Pol[2]) sogar gelungen, die bei diesem Effekt entstehenden schnell aufeinander folgenden Stromstöße unmittelbar mit einem Saitengalvanometer photographisch aufzunehmen. Aus der Größe dieser Stromimpulse kann man angenähert das magnetische Moment M der Änderung berechnen und findet etwa $^1/_{10}$ bis $^1/_{100}$ abs. Einheiten. Nimmt man mit van der Pol an, daß der Induktionsstoß durch das Umklappen magnetisch gesättigter, d. h. eine Induktion von etwa $J = 1000$ (also $B = 4\,J = 12\,500$) besitzender Molekularmagnetverbände erfolgt, so berechnet sich für letztere ein Mindestvolumen $V = \frac{M}{2J}$ von etwa 10^{-5} cm³, d. h. $^1/_{100}$ mm³. Bei kleinerer Sättigung oder nicht vollständigem Umklappen des ganzen Verbandes würde sich das Volumen nur noch größer ergeben. Es sind also garnicht so ganz kleine Verbände, sondern solche von sichtbarer Größe, die bei dem Effekt auf einmal umklappen.

Es ist von einigem Interesse zu untersuchen, wie schnell dies Umklappen denn wohl erfolgt, wie lange also ein einzelner Induktionsstoß dauert. Das kann man dadurch bestimmen, daß man die Impulse auf einen elektrischen Schwingungskreis wirken läßt, dessen Eigenschwingungsdauer man immer mehr verkleinert. Sobald diese oder genauer ihre Hälfte kleiner wird als die Impulsdauer, muß der Kreis bedeutend schwächer als früher in Schwingungen versetzt werden. Es ist wie in der Akustik: Durch einen weichen Anschlag erhält man nur tiefe Töne, hohe Töne erfordern einen harten, d. h. kurz dauernden Anschlag.

So einfach wie diese Aufgabe zu sein scheint, so schwierig war ihre Lösung und Herr Lewin, der die Versuche hauptsächlich ausgeführt hat, hat sich ziemlich lange damit plagen müssen. Daß der Effekt bis zu den Grenzen der Hörbarkeit erhalten bleibt, war leicht festzustellen. Höhere Frequenzen müssen aber wie bei der drahtlosen Telegraphie erst besonders hörbar gemacht werden. Nur kann man hier die dort verwandten, so außerordentlich wirksamen Mittel der Resonanz, der Dämpfungsverminderung durch Rückkopplung usw. nicht anwenden. Es ist bekannt, wie stark diese das Signal gegenüber atmosphärischen Störungen hervortreten lassen. Hier soll ja aber gerade ein Effekt in der Art der atmosphärischen Störungen empfangen werden! Es traten bei uns umgekehrt manchmal ferne drahtlose Stationen, deren Signale in der empfindlichen Apparatur gehört wurden, bei der Beobachtung des Effektes als Störer auf.

Als günstigste Anordnung erwies sich schließlich die in Abb. 1 gezeichnete. Das aus 38 Drähten von 0,4 mm Durchmesser bestehende Eisendrahtbündel E ist von einer kleinen Spule A mit 300

[1]) Phys. Zeitschr. **20** (1919) 401.
[2]) Proceedings Akad. Amsterdam XXIII **4** (1920), 637 und **7** (1920) 980.

Windungen umgeben. Der Effekt wird durch Bewegen des Magneten *M* erzeugt. Die Impulse erregen den Schwingungskreis *S*, der mit dem Hochfrequenzverstärker *HV* fest gekoppelt ist. Letzterer hatte 5 Röhren, die letzte in Audionschaltung und mit dem Telephon *T* im Anodenkreis. Beim Drehen des Kondensators *C* von maximal 1000 cm Kapazität verschwand in der Tat das Geräusch unterhalb einer Stellung von 25°. Die Resonanzfrequenz wurde durch den Wellenmesser λ bestimmt, der in einem andern Zimmer aufgestellt war und ganz lose auf die Spule *A* induzierte.

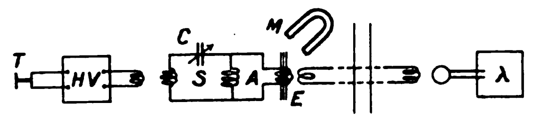


Abb. 1. Schaltungsschema.

Es ergab sich $\lambda = 3660$ m. Aber bei Verwendung anderer, kleinerer Spulen im Schwingungskreise verschwand das Geräusch bei $C = 45^0$ entsprechend $\lambda = 2600$ m und bei wieder anderen bei $C = 100^0$ entsprechend $\lambda = 1800$ m. Die genauere Untersuchung ergab, daß diese Grenzen nicht durch den magnetischen Effekt, sondern durch den Hochfrequenzverstärker bedingt waren. Denn dessen Verstärkung nahm mit abnehmender Wellenlänge bis zu einem Maximum zu, um dann rasch abzufallen. Das Maximum war von den angeschlossenen Spulen abhängig, und lag immer gerade da, von wo an auch das Geräusch anfing, aufzuhören.

Es ist uns so zwar nicht gelungen, die Dauer der Impulse wirklich zu bestimmen. Denn bei allen Einstellungen unter 1800 m versagte der uns zur Verfügung stehende Verstärker, man konnte nichts mehr hören. Es hat aber doch wohl schon einiges Interesse, zu wissen, daß die Impulsdauer kürzer als $^1/_{300\,000}$ sec (das entspricht der halben Dauer von $\lambda = 1800$ m) ist.

Gerlach, Lertes u. Zschiesche[3]) haben aus ihren magnetisch-elastischen Versuchen schließen wollen, daß das Geräusch durch die mit dem Ummagnetisieren verbundene mechanische Deformation erzeugt werde, also, soweit ich sie verstanden habe, die Ummagnetisierung an sich stetig vor sich gehe, aber die damit verbundene mechanische Deformation wie beim „Zinngeräusch" unstetig verlaufe, und diese erst indirekt den Magneteffekt hervorrufe. Ich habe mich mit dieser Anschauung nicht recht befreunden können, und mir will scheinen, daß ihre Versuche auch nicht mit der Vorstellung der drehbaren Molekularmagnete, die infolge ihrer inneren gegenseitigen Bindungen in ganzen Verbänden plötzlich umklappen, im Widerspruch steht. Ist doch diese Vorstellung von Ewing[4]) und anderen gerade auf Grund des magnetisch-elastischen Verhaltens von Eisen gebildet worden. Daß rein mechanische Deformationen in den labilen Gebieten der Magnetisierungskurve starke Änderungen der Magnetisierung, d. h. also ein Zerreißen und Umklappen der Molekularmagnetverbände bewirken können, hat z. B. Ewing auch schon gefunden. Es ist klar, daß dabei auch der Geräuscheffekt auftreten muß. Die kurze Dauer der magnetischen Impulse, die weit höher als die akustischen Frequenzen liegt, scheint mir auch ein wesentlicher Stützpunkt für diese Anschauung zu sein.

[3]) Gerlach und Lertes: Zeitschr. f. Physik **4** (1921) 383. Phys. Zeitschr. **22** (1921) 568. Gerlach: Verh. d. D. Phys. Ges. **3** (1922) 64. Zschiesche: Zeitschr. f. Physik **11** (1922) 201.

[4]) Ewing: Magnetische Induktion in Eisen und verwandten Metallen. Deutsche Ausgabe bei Springer und Oldenburg 1892.

Schlagwetteranzeiger „Wetterlicht".

Von H. Martienssen.

Als schlagende Wetter bezeichnet der Bergmann ein Gemisch von Methan und Luft, welches bei einem Methangehalt zwischen 5 und 12% explosibel ist. Bei der Explosion tritt eine Verbrennung des Methans ein nach der Formel:

$$CH_4 + 2O_2 = CO_2 + 2H_2O,$$

so daß also die Molekülzahl vor und nach der Verbrennung die gleiche ist. Die Druckvermehrung und damit die explosive Wirkung wird lediglich durch die plötzliche Temperaturerhöhung bedingt. Die nachfolgende Abkühlung und Kondensation des Wassers bedingt eine Volumenverminderung und damit das Auftreten eines Unterdruckes, so daß eine Schlagwetterexplosion stets begleitet ist von einem Doppelschlag, hervorgerufen zuerst durch Druckerhöhung, dann durch Druckerniedrigung.

Sind mehr als 10% Methan der Luft beigemengt, so ist nicht genügend Sauerstoff zur vollständigen Verbrennung des Methans vorhanden und es bilden sich neben Kohlendioxyd Kohlenoxyd und eine ganze Reihe komplizierter Kohlenstoffverbindungen.

Für die menschliche Atmung sind Methanbeimengungen bis etwa 8% zur Luft unschädlich. Höhere Prozente rufen Erschlaffung, Schwindel und Ohnmachtsanfälle hervor.

Das Methan ist in der Kohle okkludiert und strömt aus den freigelegten Flözen, besonders beim Abschlagen der Kohle, aus. Oftmals ist es auch unter erhöhtem Druck in Hohlräumen eingeschlossen und dringt beim Anschlagen dieser

Räume als Blaser in die Grube. Der Gehalt der Kohle an Methan ist sehr verschieden. Es gibt Flöze mit so geringem Gehalt, z. B. in Oberschlesien, daß keine Gefahr einer Schlagwetterexplosion vorhanden ist. Als Geleucht des Bergmannes kann hier eine offen brennende Karbidlampe dienen. In anderen Gebieten, wie im Ruhrgebiet, in den meisten englischen und belgischen Kohlenbecken ist die Schlagwettergefahr von Ort zu Ort bald größer, bald kleiner und es muß stets mit stärkeren Methanausströmungen gerechnet werden. Es gibt aber auch Flöze, wie z. B. in den umfangreichen chinesischen Kohlenbecken, bei welchen der starke Methangehalt eine

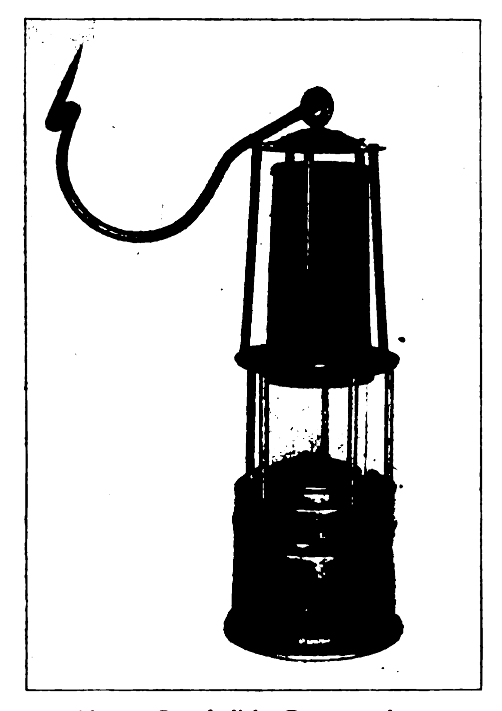


Abb. 1. Gewöhnliche Bergmannslampe.

Kohlenförderung in üblicher Weise direkt unmöglich macht.

Schlagwetterexplosionen, welche in kleinem Umfang sehr zahlreich im Kohlenbergbau vorkommen, leider aber auch oftmals mit größeren Zerstörungen und einer großen Anzahl von Toten und Verwundeten enden, werden am häufigsten durch Entzündung an der sogenannten Sicherheitslampe ausgelöst, aber auch nicht selten durch Entzündung beim Sprengen mit sogenannten Sicherheitssprengstoff, durch Unvorsichtigkeiten der Belegschaft, durch elektrische Funken und dergleichen mehr.

Da das Methan geruch- und geschmacklos ist, ist seine Anwesenheit schwer bemerkbar. Als Indikator benutzt der Bergmann bis heute allein seine Sicherheitslampe.

Ich habe hier eine normale Bergmannlampe (Abb. 1), Fabrikat Friemann & Wolff mitgebracht, bei welcher die Luft seitlich unten durch ein dichtes Drahtgitter der Flamme zugeführt wird und oben durch einen domförmigen doppelten Drahtkorb die Verbrennungsgase abziehen. Als Betriebsstoff für die Lampe dient Benzin. Ist Methan der Luft beigemengt, so verbrennt dieses innerhalb des Drahtkorbes mit schwach sichtbarer blauer Flamme. Eine Explosion tritt deswegen nicht ein, weil innerhalb des stark durchlässigen Drahtkorbes keine Druckerhöhung auftreten kann, solche aber erst bei allen explosiven Gasgemischen eine schnelle Ausbreitung der Verbrennung, also eine Explosion veranlaßt, und ferner weil die Abkühlung durch den Drahtkorb eine allmähliche Ausbreitung der Verbrennung in dem Raume außerhalb des Drahtkorbes verhindert. Das Auftreten nun der blauen Flamme, welche als Aureole bezeichnet wird, dient als Schlagwetterindikator. Diese sitzt in völlig verdunkeltem Raume bei 2 % Methan gerade eben als spitzes Flämmchen bei ganz niedrig geschraubtem Docht auf der Benzinflamme auf, aber füllt schon bei 5 % Methan, wenn auch immer noch schwach sichtbar, den ganzen Korb aus.

Ich möchte Ihnen dieses durch einen Versuch zeigen. Ich lasse von unten unter eine Glasglocke etwas Leuchtgas einströmen und halte die brennende Berglampe mit kleingedrehter Flamme hinein. Sie sehen das Auftreten der blauen Flamme. Bei starkem Methangehalt ersticken die Verbrennungsprodukte zuweilen die Benzinflamme, so daß die Lampe erlischt.

Indessen ist die Sicherheit bei diesem Schlagwetterindikator gering. Wenn ich bei dem Versuch, den Sie eben sahen, die Lampe schnell aus dem Gemisch herausgezogen, oder sie fallen gelassen hätte, so wäre wahrscheinlich der ganze Inhalt des Glaskastens explodiert. Denn bei schneller Bewegung kann die Flamme sehr wohl durch den Drahtkorb hindurchschlagen und das Gasgemisch außerhalb entzünden. Eine solche Entzündung kann auch eintreten, wenn das Methan längere Zeit im Drahtkorb brennt und dieser selbst durch die dabei entwickelte Wärme glühend wird und auf diese Weise die Entzündung überträgt. Wenn daher der Bergmann z. B. sein Geleuchte mit hoch brennender Flamme aufgehängt hat und von seiner Arbeit in Anspruch genommen, dieselbe längere Zeit nicht beachtet, so wird bei unerwartetem, starkem Auftreten von Methan, trotz Sicherheitskorb, eine Explosion die Folge sein können, wenn nicht ein gütiges Geschick vorher die Flamme der Lampe erstickt hat. Es kommt auch vor, daß Bergleute der Gefahr trotzend das Lampenglas gewaltsam zerschlagen, um sich an der Flamme eine Zigarette anzünden zu können.

Diese erhebliche Gefahr bringt es mit sich, daß alle Kohlengruben und Bergbehörden schon lange bestrebt sind die Benzinlampe durch eine elektrische Lampe zu ersetzen. Tatsächlich gibt es eine ganze Reihe elektrischer Grubenlampen, teils mit Bleiakkumulator, teils mit Alkaliakkumulator, die allen Ansprüchen an Sicherheit, Lichtausbeute und Transportfähigkeit genügen. Indessen verbannt die Einführung der elektrischen Grubenlampe auch den bewährten Schlagwetterindikator aus der Grube. Ein solcher kann aber nicht entbehrt werden wegen der weiteren Entzündungsmöglichkeiten der schlagenden Wetter und ihrer eventl. gesundheitschädlichen Wirkung. Infolgedessen ist praktisch nicht an die Abschaffung der Benzinlampe zu denken, bis nicht ein Schlagwetteranzeiger gefunden ist, welcher ebenso exakt schlagende Wetter anzeigt, aber unbedingte Sicherheit vor Entzündung der Wetter gewährt. Diesem Bedürfnis entsprechend, sind in den letzten 15 Jahren viele Hunderte von Patenten auf Schlagwetterindikatoren in allen Kulturstaaten angemeldet und mit großen Kosten viele Konstruktionen erdacht worden. Alle haben aber keine praktische Einführung gefunden, vor allem weil die schwierigen Verhältnisse, unter welchen mit dem Apparat gearbeitet werden muß, nicht hinreichend berücksichtigt wurden.

Die Gefahr einer Schlagwetterexplosion ist fast nur Vor-Ort vorhanden, wo sich das Schlagwetter anfangs unter der Decke oder in Aushöhlungen ansammelt. Denn die Mischbarkeit des Methan mit Luft ist auffallend gering. In früheren Zeiten, als nur erfahrene Bergleute in der Grube beschäftigt waren, kam es vor, daß diese sich ruhig mit brennender Zigarre zum Frühstück niederließen, während einen halben Meter über ihren Köpfen an der Decke ein explosives Gasgemisch hing. Sie waren sicher, daß, solange sie starke Luftbewegung vermieden, das Gemisch erst nach Stunden zu ihnen hinunter kommt. Es ist demnach von Wichtigkeit, daß vor jedem Schichtwechsel die Wettersteiger mit einem Schlagwetterindikator Vor-Ort, die Decke und alle Höhlungen ableuchten, da sich dort zuerst schlagende Wetter bemerkbar machen.

Dies setzt voraus, daß der Apparat ein leicht transportables Instrument ist. Der Anschluß an eine elektrische Stromanlage ist von vornherein unmöglich, da elektrische Stromanlagen wegen möglicher Funkenbildung in schlagwettergefährlichen Strecken unzulässig sind. Da nun der Steiger in der einen Hand sein Geleuchte, in der anderen seinen Bergstock hat, ergibt sich von selbst, daß der Indikator mit der Lampe zu einem kombinierten Apparat verbunden sein muß.

Hinlängliche Leichtigkeit muß indessen mit großer Festigkeit gegen Stoß und Schlag verbunden sein. Denn der Bergmann muß oft mit dem Apparat steile Hänge erklettern, auf der Schüttelrutsche abfahren können, auf dem Bauche kriechend den Apparat im Kohlenbruch hinter sich herziehen können. Kohlenruß und Kohlenschlamm dürfen ihm nichts anhaben. Vor allem aber muß beachtet werden, daß einem Bergmann, der vielleicht in einem Raume von nur $^3/_4$ m Höhe liegend oder hockend bei einer Temperatur von 30^0 ganz unbekleidet arbeitet, pro Stunde einen halben Liter Schweiß und mehr produziert, Nase, Augen und Ohren von Kohlenstaub verklebt, nur sehr geringe geistige Tätigkeit zugemutet werden kann. Hinzu kommt der Höllenlärm der Schremmmaschinen, der Schüttelrutsche, der polternden Kohlenbrocken, welcher die Gehörtätigkeit zeitweilig ganz außer Betrieb setzt.

Als ich daher vor zwei Jahren von Herrn Generaldirektor M o m m e r t z des Thyssenkonzerns aufgefordert wurde, einen praktisch verwendbaren Schlagwetteranzeiger anzugeben, war es uns von vornherein klar, daß Apparate, welche irgendwelche noch so einfache Manipulationen bei der Messung verlangen, welche eine exakte Ablesung an kleiner Skala benötigen, oder welche auf das Gehör einwirken, wie z. B. die am meisten bekannt gewordene H a b e r sche Pfeife, nicht den praktischen Bedürfnissen entsprechen. Gut erfüllt werden dagegen die Bedürfnisse, wenn das schlagende Wetter sich durch ein Aufleuchten bekannt gibt, welches in der Dunkelheit der Grube, auch bei starker geistiger Erschlaffung des Bergmannes demselben wahrnehmbar bleibt.

Suchen wir nun unter den bekannten physikalischen Erscheinungen nach einer für den vorliegenden Zweck verwertbaren, so wird wohl jeder sofort an die bekannten Gaszünder denken, bei welchen ein dünner Platindraht durch Aufnahme von Wasserstoff in Weißglut gerät und das Gas entzündet. Die hier auftretende Erwärmung des Drahtes rührt von der Kompressionswärme des im Draht stark komprimierten Wasserstoffes her. Sobald der Draht mit Wasserstoff gesättigt ist, kühlt er wieder ab und nimmt die Temperatur der Umgebung an. Diese Erscheinung für unsere Zwecke zu verwenden, ist deswegen nicht möglich, weil einmal nur stark konzentrierter Wasserstoff hinreichende Erwärmung bedingt und diese Erwärmung vor allem bei allmählichem Zuströmen von Gas minimal bleibt.

Ganz anders verläuft aber die Erscheinung, wenn wir den Draht durch einen elektrischen Strom vorher auf eine Temperatur von etwa 250^0 bringen, bei welcher er noch nicht, oder gerade eben sichtbar aufglüht. Wird ein solcher Draht in ein Gemisch von Wasserstoff und Luft gebracht, so wird auch jetzt der Wasserstoff in dem Draht okkludiert und sehr stark verdichtet. Durch

diese Verdichtung wird die Verbrennungstemperatur des Wasserstoffes stark herabgesetzt, so daß schon bei der Temperatur von 250° eine Verbrennung des Wasserstoffes, d. h. eine Verbindung mit dem den Draht umspülenden Sauerstoff eintritt. Es wird infolgedessen der Draht durch die Verbrennungswärme dauernd erwärmt. Schon bei der Beimengung von 1 % Wasserstoff zur Luft ist die Temperaturerhöhung des Drahtes durch helleres Erglühen gut sichtbar. Bei etwa 6 bis 8 % Wasserstoffbeimengung wird der vorher völlig dunkle Draht weißglühend. Bei sehr hohem Wasserstoffgehalt der Luft, bei welchem nicht genügend Sauerstoff zur Verbrennung vorhanden ist, nimmt die Erscheinung wieder ab. Es ist demnach die Erscheinung gerade am ausgeprägtesten bei den explosiven Gemischen und es war naheliegend, diese Erscheinung zu einem Schlagwetterindikator zu benutzen.

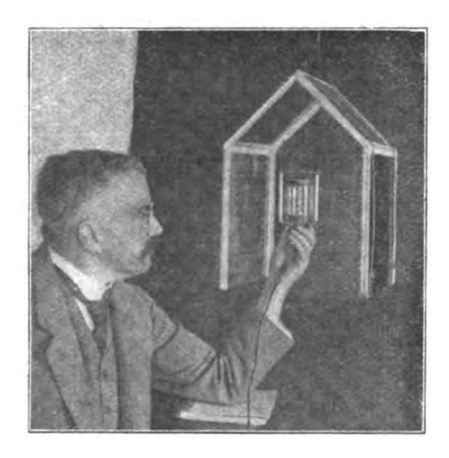


Abb. 2. Eintauchen eines Glühdrahtes in Wasserstoff.

Natürlich mußte dafür gesorgt werden, daß dieser Indikator nicht ebenso wie die Benzinlampe selbst eine Explosionsgefahr veranlaßt. Zu dem Zwecke habe ich den aufglühenden Platindraht in eine Kammer eingeschlossen, welche aus einem Glaszylinder besteht, der oben und unten durch einen porösen Stein abgedeckt ist. Durch einen solchen porösen Stein dringen die schlagenden Wetter leicht bis zum Glühdraht vor und bringen diesen in Glut. Indessen kann sich in solcher Kammer nicht wie in dem Korbe der Sicherheitslampe eine dauernde Flamme ausbilden, denn die Verbrennungsprodukte, beim Wasserstoff also das Wasser, kann nicht schnell genug durch die Poren des Steines abziehen und ersticken sofort wieder die Flamme. Die Folge davon ist, daß an dem weißglühenden Draht nur periodisch eine Entflammung des Gasinhaltes der Verbrennungskammer eintritt, ohne dauernde Flammenbildung. Es wird infolgedessen der poröse Stein durch die nur periodisch auftretende Verbrennung nicht nennenswert erhitzt, so daß eine Verbrennung durch ihn nach außen nicht übertragen werden kann. Andererseits ist aber der Stein porös genug, um eine explosionsartige Entzündung des Gasgemisches im Innern der Kammer unmöglich zu machen, vielmehr brennt das Gemisch von oben nach unten in der Kammer ruhig ab.

Ich möchte Ihnen diese Erscheinung durch einen Versuch zeigen. Ich lasse hier unter unsere Glasglocke etwa 4 Liter Wasserstoff einströmen, so daß wir ein Gemisch von 5—10 % unter der Glasglocke haben. Halte ich nun meinen Glühdraht in der Verbrennungskammer, der durch einen Akkumulator schwach vorgewärmt ist, in das Gemisch hinein (Abb. 2), so sehen Sie, daß er allmählich bis zur Weißglut aufglüht. Unter Umständen entsteht dann eine Flammenbildung, um sofort wieder zu verschwinden und auch den Glühdraht zum Erlöschen zu bringen, da er nach der Entflammung des Gases nicht mehr von einem Wasserstoffgemisch umgeben ist. Der Vorgang wiederholt sich dann periodisch. Daß tatsächlich der Wasserstoff am Drahte verbrennt, ersehen wir an dem Wasserniederschlag auf dem Glase.

Wir wollen jetzt statt Wasserstoff reines Methan unter unsere Glasglocke einströmen lassen und den Versuch wiederholen.. Wir werden dann sehen, daß der Versuch vollkommen mißglückt. Eine Erwärmung des Drahtes tritt dann nicht im geringsten mehr ein.

Nachdem ich ursprünglich bei meinen Versuchen nur Leuchtgas zur Verfügung hatte, war ich über diesen Mißerfolg stark enttäuscht. Er erklärt sich indessen bei näherer Überlegung ohne weiteres.

Die Kompression, welche Methan bei der Okkludierung des Platins erleidet, ist lange nicht so groß wie die des Wasserstoffes, außerdem liegt die Entzündungstemperatur des Methans schon bei gewöhnlichem Druck rund 150° C höher. Die Folge davon ist, daß das okkludierte Methan sich in dem vorgewärmten Draht nicht entzündet und dieser infolgedessen keine Temperaturerhöhung bekommt. Nur wenn der Draht vor Einströmen des Methans bereits auf helle Rotglut gebracht ist, so tritt die Entzündung ein, aber dann mit dem unangenehmen Erfolg, daß bei geringen Methanmengen das Auge die Temperaturerhöhung nicht sicher wahrnimmt, bei starken Methanbeimengungen der Draht aber sofort durchschmilzt.

Um bei reinem Methan dieselbe Wirkung zu erzielen wie bei Wasserstoff oder Leuchtgas, war der nächstliegende Weg, das Methan zunächst teilweise zu zersetzen und dadurch den notwendigen Wasserstoff zu erzeugen. Es ist nun seit langem bekannt, daß Palladium bei gewöhnlicher Temperatur so stark Wasserstoff an sich zieht, daß es in eine Methanatmosphäre gebracht, dieses

teilweise zersetzt. Ich stellte daher dieselben Versuche an beim Methan, wie ich vorher mit Wasserstoff angestellt hatte, nur mit dem Unterschied, daß ich statt Platindraht einen Palladiumdraht wählte. Das Resultat war ein völliger Mißerfolg. Auch als ich den Platindraht mit Palladiummor überzog und dieses elektrolytisch auf dem Draht niederschlug, blieb der Erfolg versagt. Erfolg zeigte sich aber, als ich das Palladium auf dem Draht durch Reduzierung von Palladium-Ammonium-Chlorür gewann.

glühend auf, indem jetzt das Methan im Draht, resp. an der Oberfläche des Drahtes verbrennt. Dabei tritt noch eine besonders wichtige Erscheinung auf: Die bei der Verbrennung sich bildende Kohlensäure, welche die unmittelbare Oberfläche des weißglühenden Drahtes umgibt, verhindert eine Entflammung des umliegenden Methangemisches. Wir haben dadurch die seltsame Erscheinung, daß wir in einem hochexplosiven Methangemisch einen weißglühenden Draht haben, der dieses nicht zur Entzündung bringt.

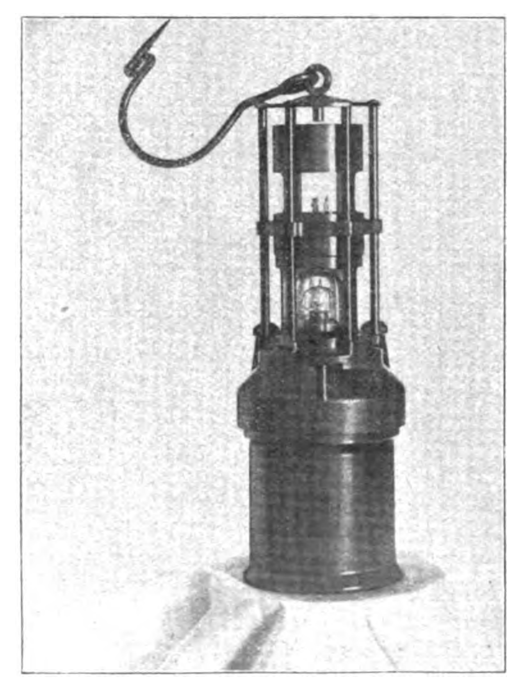


Abb. 3. Bergmannslampe mit Schlagwetteranzeiger nach Martienssen.

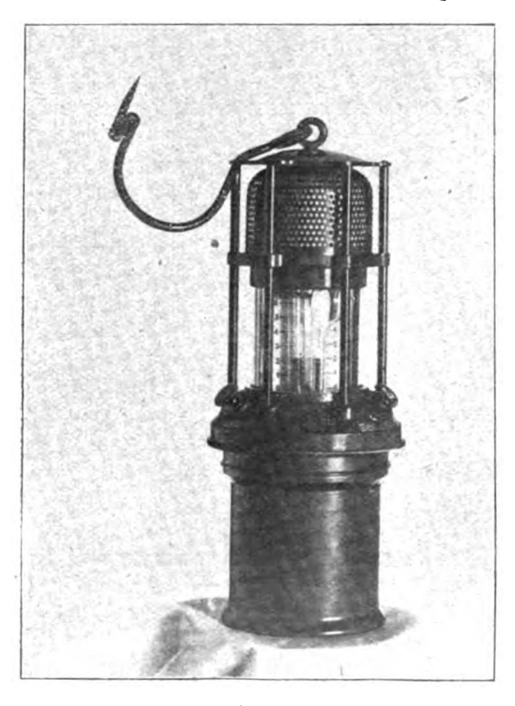


Abb. 4. Schlagwetteranzeiger „Wetterdruck“.

Ich möchte Ihnen dieses hier zeigen, indem ich den Platindraht durch einen derartig präparierten Draht vertausche. Wir sehen, daß jetzt ein Aufleuchten des Drahtes eintritt. Später wählte ich keinen reinen Platindraht, sondern eine Legierung mit anderen Edelmetallen, stellte die Präparierung auch durch Reduzierung anderer Edelmetalle her, welche noch stärker eine Zersetzung des Methans veranlassen. Die Wirkung der Glühfäden, wie ich sie jetzt verwende, ist derartig, daß zunächst bei der Vorwärmung der präparierte dickere Kopf des Drahtes dunkel bleibt. Bei Anwesenheit von Methan wird in diesem präparierten Kopf das Methan teilweise zersetzt und der entstehende Wasserstoff verbrennt, so daß der Kopf aufglüht. Ist der Methangehalt höher, so genügt die Temperaturerhöhung des Kopfes dazu, das in den Stielen des Drahtes aufgenommene Methan zur Entzündung zu bringen und es leuchtet dann der ganze Draht weiß-

Nach Versuchen die ich anstellte, gelingt auch bei starker Luftbewegung die Entzündung nicht. Ich bin indessen aus Gründen doppelter Sicherheit und weil erfahrungsgemäß den Grubengasen oftmals auch etwas Wasserstoff beigemengt ist, bei der für Wasserstoff ausgebildeten Verbrennungskammer geblieben, in welcher die Wetter durch einen porösen Stein eindringen müssen.

Wie nun der geschilderte Apparat mit einer Bergmannslampe verbunden praktisch durchkonstruiert ist, sehen Sie an den hier aufgestellten zwei Instrumenten (Abb. 3). Ein zweizelliger, 4 voltiger Bleiakkumulator im unteren Teil des Apparates dient als Stromquelle für die Lampe und zweier Indikatorenfäden, welche oben in der Verbrennungskammer sitzen. Durch Druckknöpfe kann die Lampe oder der eine oder andere Glühdraht eingeschaltet werden. Bei eingeschaltetem Strom erglühen die Stiele der Glühdrähte in schwacher Rotglut, zum Beweise dafür, daß der

Apparat in Ordnung ist. Ist aber die Luft methanhaltig, so glüht bei geringem Methangehalt auch der Kopf des Glühdrahtes schwach auf, bei 6 % Methangehalt dagegen erstrahlt bereits der ganze Glühdraht weißglühend. Ist der Methangehalt 8 % oder größer, so kann man, nachdem der Draht aufgeglüht ist, den Strom ausschalten, ohne daß der Draht wieder erlischt. Wir haben also für einen so hohen Methangehalt ebenfalls einen sicheren Indikator. Bei höheren Methangehalt nimmt der Glühzustand des Drahtes wieder ab und erst bei einem Methangehalt über 30 bis 40 %, welcher aber in der Praxis nicht vorkommt, erlischt der Draht wieder.

Zum Zwecke der Prüfung auf Methan ist demnach in diesem Apparat lediglich der eine oder andere Glühdraht einzuschalten und die Lampe auszuschalten. Man erkennt dann sofort an dem Aufglühen des Drahtes etwa vorhandende schlagende Wetter und die Stärke des Aufglühens gibt hinreichenden Anhalt über die Höhe des Prozentsatzes des Methangehaltes. Zwei Glühdrähte sind angebracht, damit, wenn einer durchgebrannt sein sollte, ein zweiter zur Verfügung steht.

Der Apparat ist ausgebildet in derselben Form wie die bereits im Bergwerk eingeführte elektrische Lampe.

Meine Herren, der Apparat, den ich Ihnen vorgeführt habe, ist neu und ob er sich in der Praxis einführen wird, muß die Erfahrung lehren. Voraussichtlich wird er noch manche Wandlungen durchmachen müssen. Ich glaube aber sicher zu sein, daß das verwandte Prinzip den praktischen Bedürfnissen entspricht.

Ich möchte diese erste Veröffentlichung über den Apparat nicht schließen, ohne allen den Herren meinen Dank auszusprechen, die mir bei der Durchbildung des Apparates behilflich waren. Vor allem danke ich der Firma Heraeus für die Lieferung der verschiedensten Edelmetallegierungen, die ich für meine Versuche benötigte. Ferner danke ich Herrn Geh. Rat Schenck und Herrn Prof. Skita für ihre Hilfe bei der Herstellung von besonderen Edelmetallsalzen und für Ratschläge auf chemischem Gebiet.

Danken möchte ich auch besonders Herrn Generaldirektor Mommertz, der mir ermöglichte, auf den Zechen des Thyssenkonzerns die notwendigen praktischen Erfahrungen zu sammeln und dort Versuche anzustellen.

Ganz kurz möchte ich zum Schluß meines Vortrages noch aufmerksam machen auf einen Schlagwetteranzeiger, den ich hier aufgestellt habe und welchen ich als Schlagwetteranzeiger „Wetterdruck" bezeichnet habe (Abb. 4). Dieser ist nach einem anderen Prinzip konstruiert. Dieser Schlagwetteranzeiger beruht darauf, daß das Gasgemisch durch einen sehr wenig gasdurchlässigen Stein in eine Kammer einströmt, in welcher es verbrennt. Die Verbrennungsprodukte werden durch Natronkalk oder Kalilauge absorbiert. Dadurch wird bedingt, daß in der Kammer ein dauernder Unterdruck entsteht, welcher an einem Manometer gemessen wird, 1 cm Wassersäule Unterdruck entspricht etwa 2 % Methangehalt.

Das thermoelektrische Verhalten des reinen Eisens an seinen Umwandlungspunkten.

Von A. Goetz.

(Auszug.)[1]

Ausgehend von früheren Untersuchungen des Verfassers über die glühelektrischen Verhältnisse am γ/δ-Punkt des reinen Eisens wird in der vorliegenden Untersuchung das thermoelektrische Verhalten des reinen Eisens, d. h. die Thermokräfte der einzelnen Modifikationsstufen untereinander untersucht. Die thermoelektrischen Vorgänge werden in Zusammenhang mit der Raumgitterstruktur gebracht.

Die Messungen ergeben, daß beim Übergang des Eisens von der raumzentriert-kubischen Gitterstruktur in die flächenzentriert-kubische (β-Eisen in γ-Eisen) ein starker Abfall von dE/dT auftritt, welcher bei der umgekehrt verlaufenden Umwandlung (γ-Eisen in δ-Eisen) sich ebenfalls umkehrt. Es erweist sich daher das raumzentrierte Eisengitter als thermoelektrisch positiv gegenüber dem flächenzentrierten.

Bemerkenswert ist der Zusammenhang mit der magnetischen Suszeptibilitätskurve, welche gleich gelegene und gleich gerichtete Diskontuinituitäten wie die dE/dT-Kurve aufweist.

Die Erklärung für das Zusammengehen der Durchlaßfähigkeit für Elektronen und magnetischen Kraftfluß wird in dem Wert des Verhältnisses: — Atomzahl im Elementarkubus durch Volumen desselben — gesucht und die thermoelektrischen Verhältnisse bei Kompression und Dilatation des Eisens hiermit in Einklang gebracht.

Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität.

[1]) Der ausführliche Bericht erscheint in kurzem in der Physikalischen Zeitschrift.

Elektrizitätsleitung in Steinsalz und Kalkspat bei hohen Temperaturen.

Von Friedrich von Rautenfeld in Würzburg.

Nach den Ergebnissen der Röntgenspektrometrie ist jeder Kristall anzusehen als ein relativ starres Gitter aus Atomen, die wahrscheinlich noch durch gewisse Elektronen miteinander verknüpft

sind. Die Atome bilden also Ionen, welche in Reihen angeordnet sind, ohne in der Art beweglich zu sein wie die ungeordneten Ionen flüssiger Elektrolyte. Trotzdem zeigen auch die Isolatoren unter den Kristallen, welche also nicht mittels Elektronen leiten können, eine gewisse Leitfähigkeit (LF) für Elektrizität. Sie kann bei hohen Temperaturen so groß werden, daß man sich fragen muß: Wie ist das bei dem auch dann noch starren Kristallgitter möglich?

Als Beitrag zu diesem Problem habe ich mit Wechselstrom, um die Polarisation zu vermeiden, zwei einfache Kristalltypen untersucht, die sich bei den angewendeten Temperaturen verschieden verhalten: Steinsalz zwischen 500 und 800° C — es schmilzt bei etwas über 800° — und Kalkspat zwischen 250 und 550° — bei höheren Temperaturen zerspringt er in Luft bei Atmosphärendruck. Einige Ergebnisse teilte ich bereits im letzten Heft der Ann. d. Ph.[1]) vom vorigen Jahre mit und kann jetzt weiteres mitteilen und Bilder zeigen, wo auch einige Fehler[2]) berichtigt sind, die sich in den Angaben der spezifischen LF eingeschlichen hatten.

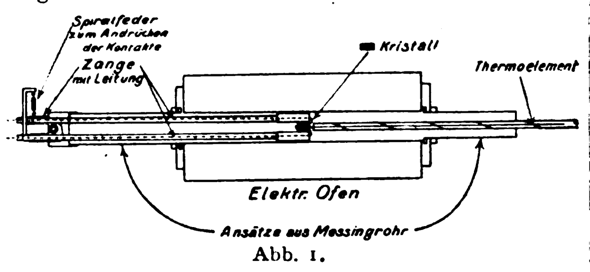


Abb. 1.

Abb. 1: Zunächst die Anordnung der Kristallplatten, die beiderseits durch Kathodenzerstäubung mit einer Platinschicht belegt waren, zwischen zwei Plattinplättchen in einer Zange aus zwei Marquardtrohren im elektrischen Ofen. Die Leitung führte durch die Röhren zu einer einfachen Brückenanordnung für Wechselstrom der Frequenz 1000/sek mit Telephon. Die mittlere Spannung am Kristall betrug gegen 40 Volt, die Stromstärke 2—3 Milliamp., die Elektrodengröße 1 qcm, die Kristalldicke 2 mm. Die Fehler erreichten bei Steinsalz 3—6 % und bei Kalkspat 5—10 %, wobei die schlechteren Werte bei den tieferen Temperaturen liegen.

Abb. 2: Unbelichtetes Steinsalz leitet, auch abgesehen von den Verunreinigungen, bei hohen Temperaturen jedenfalls elektrolytisch. Noack[3]) konnte dabei Faradays Gesetz als gültig nachweisen. Ich fand nun zwischen 650 und 790° C eine Abhängigkeit der LF von der Temperatur, wie sie Benrath[4]) auch für andere Salze — allerdings in Pastillenform — fand: die einfache Exponentialfunktion $\sigma = a \cdot e^{b \cdot t} = a \cdot e^{b' \cdot T}$ (σ spezif. LF, T absolute Temperatur) und zwar für Spaltplatten sowohl bei Wechselstrom wie bei Gleichstrom. Die berichtigten Werte zeigt Tabelle 1.

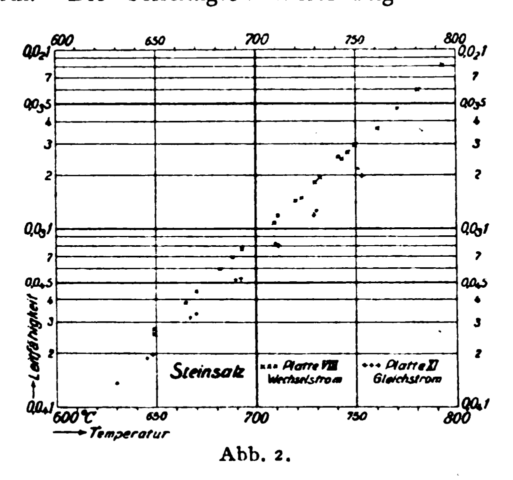


Abb. 2.

Tabelle 1.

Spezifische Leitfähigkeit von Steinsalz.

Platte VIII, Wechselstrom		Platte XI, Gleichstrom	
Temperatur ° C.	Leitfähigkeit 1/cm · Ohm	Temperatur ° C.	Leitfähigkeit 1 cm · Ohm
649	$0{,}0_4\,256$	630	$0{,}0_4\,135$
682	593	670	333
709	$0{,}0_3\,109$	711	805
750	293	753	$0{,}0_3\,1988$
793	813		

Abb. 3: Bei Kalkspat dagegen, der nach Szlenker[5]) schon bei niedrigerer Temperatur elektrolytisch leitet, erhielt ich zwischen 250 und 550° C eine andere Abhängigkeit, wie sie bei vielen Isolatoren gefunden wurde[6]), entsprechend der van't Hoffschen Formel $\sigma = C \cdot e^{-\frac{v}{T}}$ (C Konstante, v eine konstante Wärmegröße) — also im Exponenten steht hier die absolute Temperatur im Nenner. Das Bild zeigt die Kurven einmal mit der Celsiustemperatur als Abszisse (krumme Linien), das anderemal mit der reziproken absoluten Temperatur (Gerade). Eine solche Kurve erhalte ich wenigstens für die LF in Richtung der Hauptachse (HA). Senkrecht zu ihr erzielte ich keine gleiche Genauigkeit und fand eine ähn-

[1]) Ann. d. Phys. **72** (1923), 617.

[2]) Die spezifischen LF-Werte sind um eine Zehnerpotenz zu groß; außerdem sind sie in Tabelle 1 und 2 zu multiplizieren mit 0,36 und in Tabelle 3d mit 0,9.

[3]) F. Noack, Diss. Greifswald 1919. Nach freundlicher Mitteilung des Herrn Prof. Stark.

[4]) A. Benrath, Zeitschr. f. phys. Chem. **64** (1908), 698.

[5]) K. Szlenker, Diss. München 1913.

[6]) Vgl. E. Rasch und F. W. Hinrichsen, Zeitschr. f. Elektrochem. **14** (1908), 41.

liche, aber anders geneigte Kurve, während für die LF senkrecht zur Rhomboederfläche (Spaltfläche, SF) die Kurve unterhalb 400° der ersten und oberhalb der zweiten Kurve parallel zu laufen scheint. Tabelle 2 enthält interpolierte spezifische

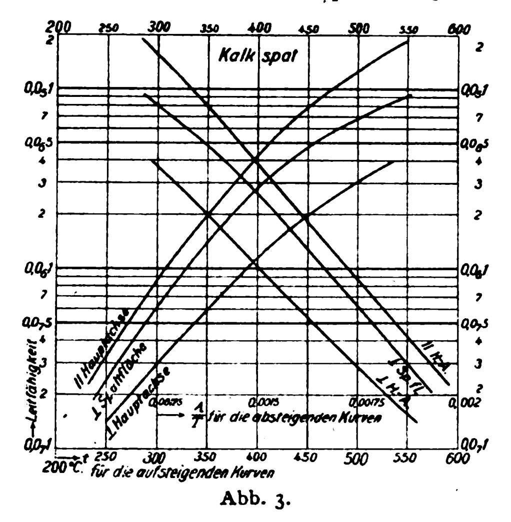


Abb. 3.

Tabelle 2.

Spezifische Leitfähigkeit von Kalkspat.

Temperatur °C	Leitfähigkeit in 1/cm·Ohm in der Richtung: ∥ Hauptachse (in Klammern Prozentwerte)	⊥ Spaltfläche	⊥ Hauptachse
250	$0{,}0_7$ 33 (100)	$0{,}0_7$ 24 (73)	$0{,}0_7$ 14 (43½)
300	86 (100)	60 (70)	29 (34)
350	$0{,}0_6$ 200 (100)	$0{,}0_6$ 140 (70)	58 (29)
400	425 (100)	280 (66)	$0{,}0_6$ 110 (26)
450	800 (100)	470 (59)	200 (25)
500	$0{,}0_6$ 1300 (100)	690 (53)	310 (24)
550	1900 (100)	910 (48)	430 (23)

bei 200° Verhältnis wie 1,4 zu 1 zu 0,77.

LF-Werte nach allen drei Richtungen für gemeinsame Temperaturen; in Klammern stehen Verhältniswerte. Man findet bei 550° 4 : 2 : 1 und bei 250° etwa 4 : 3 : knapp 2. Für 200° hätte man ein Verhältnis wie bei den Abständen der gleichnamigen Atome Ca oder C in den drei Richtungen oder bei den Dichten der jene drei Flächen durchstoßenden Ionenstäbe — letzteres aber nur, wenn die Stäbe in den beiden ersten Richtungen, wo sich Ca und C auf jedem Stab abwechseln, doppelt gezählt werden. Ohne diesem Befund Bedeutung beimessen und mich auf Theorien einlassen zn wollen, erwähne ich noch die Möglichkeit, daß bei den angewandten Temperaturen bis 500° die Eigen-LF des Kristalls noch kaum in Erscheinung getreten sein könnte; man müßte in CO_2 bei hohem Druck auf über 1000° gehen, um dem Steinsalz ähnliche Verhältnisse zu erhalten.

Für Steinsalz hatte F. Braun[7]) eine etwas andere Abhängigkeit der LF von den Richtungen senkrecht zur Würfelfläche, Rhombendodekaederfläche und Oktaederfläche gefunden, nämlich entsprechend den linearen Dichten der Atome in jenen drei Flächen, etwa 6 : 4 : 3; neuerdings fand

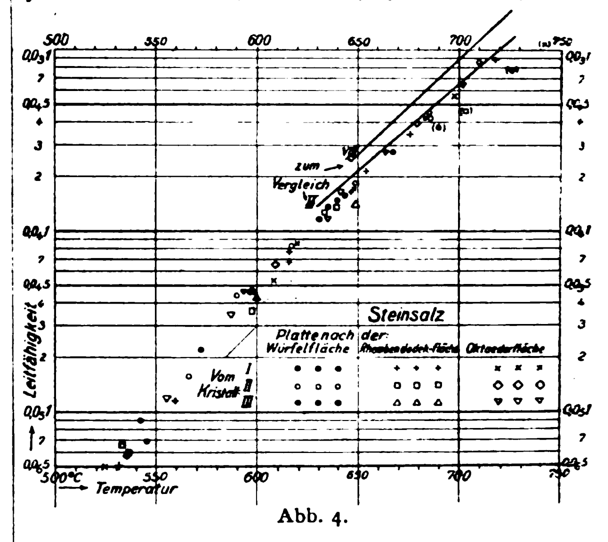


Abb. 4.

Herr Noack ähnliche Werte auch bei hohen Temperaturen. — Abb. 4[8]): Ich habe nun bei 500—700° mit Wechselstrom keine merklichen Unterschiede in jenen drei Richtungen finden können, mußte freilich aus von mir unabhängigen Gründen dieses Problem weniger ausführlich behandeln, z. B. in der Frage der Elektrodenänderung. — Die früher benutzten Platten zeigten als Temperaturabhängigkeit das einfache Exponentialgesetz. Neuere Platten zeigten nun unterhalb 650° Abweichungen, die sich dem anderen Gesetz für Isolatoren nähern. Hier spielen wohl die Einschlüsse mit, und das einfache Gesetz gilt dan nnur für hohe Temperaturen, wo die Eigen-LF überwiegt.

Dazu muß ich erwähnen, daß bei vielen Platten die LF gegen 700° oder schon früher plötzlich sinkt (4 Werte auf dem Bilde eingeklammert), um dann auf einer niedrigeren Kurve parallel der früheren zu verlaufen; das kann sich bei neuem Erhitzen wiederholen. Eine durch die Bestäubung hervorgerufene lichtelektrische Wirkung kann das nicht sein, da sie bei Kalkspat nicht auftrat und bei den benutzten Stromstärken auch ohne Einfluß bleiben müßte. Vielmehr glaube ich, daß bei starker Erhitzung die Platinschichten sich — wenigstens auf Steinsalz, verändern und, wenn sie nicht dick genug sind, sich in einzelne Häufchen zusammenziehen, wobei die Kontaktflächen kleiner werden[9]); nach neuer Bestäubung erhält man die

[7]) F. Braun, Wied. Ann. **31** (1887), 872.

[8]) Die untere Vergleichskurve heißt *XI* und nicht *IX*.

[9]) Die entstandenen Unebenheiten sieht man im Mikroskop. Außerdem kann zu schnelle vorhergehende Abkühlung andere Werte bei neuer Erhitzung geben, worauf Herr Gudden in der Diskussion hinwies.

alten Werte meist wieder. Es können aber auch Bläschen eine Rolle spielen, die sich bei diesen Temperaturen besonders bei Stromdurchgang leicht bilden oder vergrößern.

Daß ich bei Steinsalz keine Unterschiede der LF nach den Richtungen finde, stimmt mit Beobachtungen von Joffé[10]) überein, der bei künstlich erzeugten reinen Alaunen findet, daß die LF-Fläche in regulären Kristallen eine Kugel ist, analog der Dielektrizitätskonstante. Ich will aber von Theorien absehen, ehe nicht weitere Kristalltypen geprüft sind.

Zusammenfassung.

Die Ionenleitfähigkeit in erhitzten Kristallen hängt von der Temperatur ab nach zwei verschiedenen Gesetzen, wofür Steinsalz und Kalkspat Beispiele sind. Dabei ist die Leitfähigkeit nach verschiedenen Richtungen im Steinsalz gleich, im Kalkspat verschieden.

[10]) A. Joffé, Ann. d. Phys. **72** (1923), 495.

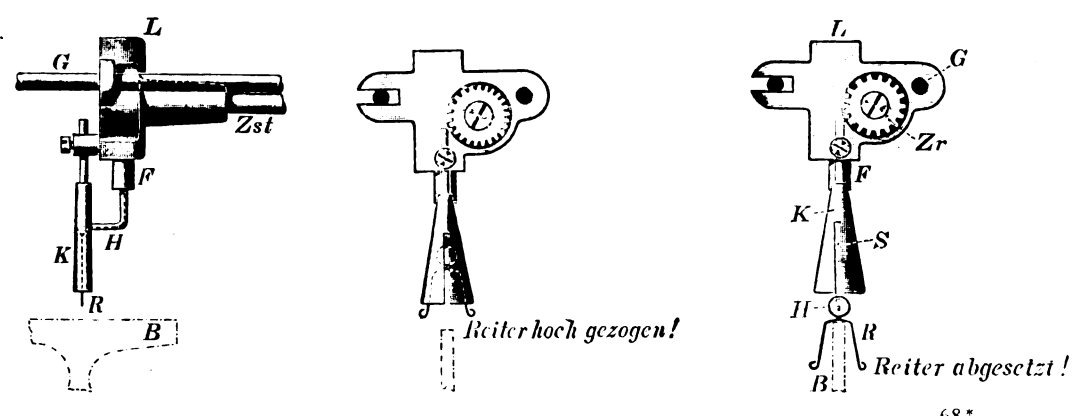
Mitteilungen aus Technik und Industrie.

Sartorius Reitersicherung für Analysen- und Präzisionswagen.

Mitteilung der Satoriuswerke in Göttingen.

Bei Analysen- und Präzisionswagen, welche mit einer Reiterverschiebung ausgerüstet sind, macht sich bei Benutzung des Reiters zum Wiegen der Milligramme der Übelstand bemerkbar, daß er bei Erschütterung oder bei schneller Verschiebung gelegentlich aus seinem Haken herabfällt, wodurch die Wägungen zeitweise unterbrochen werden. Bei schnellem Arbeiten wird durch zu rasche Bewegung der Verschiebung der Reiter in seitliche Schwingungen versetzt, so daß er erst nach mehrmaligem Versuch auf den richtigen Skalenteil abgesetzt werden kann. Diesen Nachteilen wird durch die „Sartorius Reitersicherung" abgeholfen. Aus den untenstehenden Abbildungen ist die Konstruktion ersichtlich.

An dem Körper L der Verschiebung ist über dem Haken H noch ein Hohlkörper K angebracht, dessen Hohlraum annähernd der Form des Reiters entspricht. In einem Schlitz kann sich der Reiterhaken auf und ab bewegen, und es ist dadurch möglich, den Reiter in den Hohlraum des Körpers heraufzuziehen. Damit ist das Abfallen des Reiters selbst bei stoßweiser Bewegung der Verschiebung unmöglich gemacht. Eine Drehung des Reiters ist ausgeschlossen, wodurch ein schiefes Aufsetzen vermieden wird; ebenso wird eine pendelnde Bewegung verhindert.



Berichtigung.

Herr Schmolke hatte die Freundlichkeit mich in einer Zuschrift auf ein Versehen in meiner Arbeit „Über die Dampfspannungsgleichung bei tiefen Temperaturen" in Heft 5, Jahrg. 1924 dieser Zeitschrift aufmerksam zu machen. Es soll dort statt $S_0 = C = -\infty$ richtig heißen $S_0 = C - \infty$. Durch dieses Versehen wird die Einführung des Nernstschen Wärmesatzes an dieser Stelle lückenhaft, und es ist folgende Berichtigung notwendig:

Es entfällt der Satz auf Seite 187 rechts „und es wird unter Beachtung, daß ..... auch für endliche Werte von T negativ unendlich".

An seine Stelle tritt „damit C gleich Null oder endlich werden kann, müßte $S_0 = -\infty$ werden. Dann würde

$$_{T=0}\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_v = -S_0 = \infty .$$

Dies steht aber im Widerspruch mit Erfahrungstatsachen, die im Nernstschen Wärmesatz ihren Ausdruck finden. Nachdem S_0 nicht $-\infty$ wird, mußte $C = \infty$ und damit die Entropie S auch für endliche Werte von T unendlich werden. Dies ist unmöglich, und ..."

Hier geht der ursprüngliche Text wieder weiter.

V. Fischer.

Besprechungen.

Gehlhoff, G., **Lehrbuch der Technischen Physik** für fortgeschrittene Studenten und Ingenieure. 1. Bd. 386 S. 248 Abb. i. T. J. A. Barth, Leipzig. 1924.

Den Stoff, der in diesem ersten Band des zweibändigen Lehrbuchs behandelt ist, und die Namen derjenigen, die ihn bearbeitet haben, ergibt der folgende Auszug aus dem Inhaltsverzeichnis:

I. Maße und Messen von G. Berndt.

II. Mechanik von L. Hopf und Th. v. Kármán, und zwar:

1. Grundbegriffe und Grundsätze der Mechanik,
2. Dynamik starrer Systeme,
3. Elastizität und Festigkeit,
4. Hydromechanik,
5. Gleichgewicht und Bewegung von Gasen.

III. Akustik von W. Hahnemann und H. Hecht.

IV. Thermodynamik

1. Wärmetheorie
2. Thermometrie
3. Kalorimetrie
4. Wärmeausdehnung
5. Wärmeleitung
6. Änderung des Aggregatzustandes (Gase und Dämpfe)

(1.–6.) von Walter Meissner,

7. Kraft- und Arbeitsmaschinen für flüssige und gasförmige Mittel von G. Flügel,
8. Kältetechnik von E. Altenkirch,
9. Explosionsvorgänge von R. Becker.

Diese Überschriften, abgesehen von den drei letzten, erwecken vielleicht die Befürchtung, daß der größte Teil des Lehrbuchs nichts anderes sei, als ein Lehrbuch der gewöhnlichen Physik. Das ist tatsächlich nicht der Fall. Der Titel „Lehrbuch der Technischen Physik" ist durchaus berechtigt. In allen Abschnitten, im einen mehr, im anderen weniger, sind die technischen Probleme besonders berücksichtigt. Und andererseits ist in den drei letzten Abschnitten, die sich mit rein technischen Aufgaben befassen, die Physik nicht zu kurz gekommen: hier sind die physikalischen Grundlagen sehr geschickt und klar hervorgehoben. Ich bin überzeugt, daß aus dem Lehrbuch nicht nur der Student und Ingenieur, sondern auch der Physiker eine Menge lernt; es ist ja sonst für den Physiker so außerordentlich schwierig, sich über technische Anordnungen, in denen seine Wissenschaft praktische Verwendung findet, zu orientieren.

Die Idee, ein solches Lehrbuch zu veröffentlichen, war entschieden glücklich, und ich möchte es auch allen Dozenten der Physik angelegentlichst empfehlen; sie werden daraus in jeder Beziehung Anregung für ihre Vorlesung bekommen.

Über die Art der Darstellung, auch darüber, wie weit man in einem Lehrbuch der Technischen Physik auf technische Fragen einzugehen hat, wird man stets verschiedener Meinung sein können; darüber sind auch die Verfasser der einzelnen Abschnitte tatsächlich verschiedener Meinung gewesen.

Klar und sehr übersichtlich ist die Darstellung überall. Besonders gut gefallen haben mir persönlich die Abschnitte „Maße und Messen" von G. Berndt, „Thermometrie" von W. Meissner, „Kraft- und Arbeitsmaschinen für flüssige und gasförmige Mittel" von G. Flügel und „Explosionsvorgänge" von R. Becker. So ungefähr, wie die Verfasser dieser Abschnitte ihre Aufgabe aufgefaßt haben, dachte ich mir ein Lehrbuch der technischen Physik.

In manchen Abschnitten, z. B. in denjenigen von Hopf und v. Kármán und auch einigen von Meissner, ist die mathematische Theorie sehr stark betont. Meinem Gefühl nach würde es manchem das Studium des Buches erleichtert haben, wenn der physikalische und technische Inhalt der abgeleiteten Gleichungen mehr hervorgehoben worden wäre. Ich würde es in vielen Fällen begrüßt haben, wenn nicht nur angegeben wäre, daß die Beziehung bei der oder jener technischen Anordnung Verwendung findet, sondern wenn an Hand einer schematischen Figur oder einer Abbildung der gebrauchten Anordnung auseinandergesetzt worden wäre, wie der Apparat oder die Anordnung aussieht, für den die betreffende Beziehung die Grundlage bildet, und in welcher Weise diese Beziehung hier zur Anwendung kommt.

Es ist meiner Erfahrung nach für die meisten Studenten und Ingenieure ein weiter Weg von einer mathematischen Gleichung zu dem technischen oder physikalischen Apparat, der auf ihr beruht.

Originell ist die Behandlung der Akustik von den Herren Hahnemann und Hecht. Sowohl die Fragestellungen als ihre Behandlung sind augenscheinlich stark beeinflußt durch die Analogie mit den elektromagnetischen Schwingungen und durch die technischen Arbeiten der beiden Verfasser auf dem Gebiet der Unterwasserschallsignale. Vielleicht ist der Abschnitt gerade durch den letzten Umstand ein bißchen einseitig geworden.

Die Ausstattung ist, wie man das bei dem Verlag J. A. Barth nicht anders erwartet, sehr gut.

J. Zenneck.

Schwarz, R., **Feuerfeste und hochfeuerfeste Stoffe**. Sammlung Vieweg. H. 43. 2. A. 52 S. Braunschweig. 1922. G.-Z. 2,— M.

Die kurz gefaßte Schrift ist zweifellos dem wachsenden Bedürfnis nach einer schnell orientierenden, wissenschaftlich gehaltenen Abhandlung über feuerfeste Materialien entgegengekommen, woraus sich auch die schnelle Folge der zweiten Auflage erklärt. Die inzwischen erschienene neuere Literatur ist größtenteils berücksichtigt und im letzten Abschnitt ein Kapitel über Graphit eingeschaltet worden. Der zweite Abschnitt über Zusammenhänge von Konstitution und Eigenschaften dürfte wohl künftig besser anders überschrieben werden, da eigentliche Konstitutionsfragen darin nicht behandelt sind. Vielleicht wird es sich auch empfehlen, in diesen Abschnitt das thermische Verhalten von Kieselsäure und Tonerde zu bringen, weil dies für das Verständnis des Verhaltens von feuerfesten Materialien von grundlegender Bedeutung ist und in den später technisch gegliederten Abschnitten nicht so grundsätzlich klar herausgearbeitet werden kann. Im übrigen ist die Darstellung klar und anregend gehalten.

F. Eckert.

Gutenberg, B., **Die seismische Bodenunruhe und ihr Zusammenhang mit den Nachbargebieten insbesondere Geologie und Meteorologie.** Samml. geophysikalischer Schr., H. 3. Hersg. v. C. Mainka. Gebr. Borntraeger, Berlin. 1924.

Der äußerst rührige Verlag der Sammlung geophysikalischer Schriften gibt mit den vorliegenden Bändchen eine Zusammenstellung über die seismische Bodenunruhe, einen „Versuch, das umfangreiche Gebiet jener Bewegungen, die im Gegensatz zu Erdbeben längere Zeit Teile der Erdoberfläche dauernd in mehr oder minder schnelle Schwingungen versetzen, allen, die sich dafür interessieren, auch dem Nichtseismologen, zugänglich zu machen". Und wenn auch die Energie der seismischen Bodenunruhe, die in nächster Nähe eines Wasserfalls als der stärkten Unruhequelle etwa 40000 × 10 Erg beträgt, bei einer Beschleunigung der Erdteilchen von 80000 Gal für Bauwerke kaum Gefahr bringen kann, also das rein technische Interesse erst in zweiter Linie steht, so wird doch mancher Interesse an Forschungen finden, die — um nur eine Tatsache aus dem behandelten Gebiet zu nennen — starke Brandung an der norwegischen Küste in Südost-Sibirien nachzuweisen gestatten. Ihm dürfte das Buch ein guter Führer sein, um so mehr, als es mit einem vorzüglichen Register und Literaturverzeichnis versehen ist.

K. Keil.



Berliner, A. u. Scheel, K., **Physikalisches Handwörterbuch.** 903 S. 573 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1924. Preis geb. M. 39,—.

Ein nach Stichworten alphabetisch angeordnetes physikalisches Nachschlagebuch, dessen einzelne Artikel von besten Kennern des Gebiets geschrieben und unterschrieben sind. Die meisten Artikel bringen am Schluß eine Literaturangabe für den, der sich eingehender mit dem Stoffe beschäftigen will.

Ein solches Werk aus dem Nichts zu schaffen — es gibt wohl bisher kein ähnliches — war für die Herausgeber sicherlich keine leichte Aufgabe. Ihre Lösung kann aber im Ganzen als wohlgelungen bezeichnet werden. Wer das Buch zur Hand nimmt, wird dankbar sein, sich rasch und zuverlässig über physikalische Begriffe, Apparate, Gesetze usw. unterrichten zu können, ohne sich erst in den Zusammenhang eines systematisch angeordneten Lehrbuchs hineinfinden zu müssen. Allerdings setzen viele Artikel nicht unerhebliche mathematische Kenntnisse voraus.

Den Autoren der einzelnen Artikel ist in der Wahl der Stichworte, die natürlich von höchster Bedeutung ist, im Umfang der Artikel, im Gebrauch mathematischer Formeln u. a. offenbar weitgehende Freiheit gelassen worden. Demgemäß ist das Werk nicht ganz einheitlich. So hat mancher Bearbeiter (z. B. Photometrie, Hydrodynamik) ausführliche längere Artikel verfaßt, in denen mehrere Stichworte im Zusammenhang erklärt werden, andere haben es vorgezogen, die Artikel nicht länger zu machen, als es zur Erklärung eines Stichworts unbedingt nötig erschien. Das erstgenannte Verfahren ist vielleicht für den Autor das einfachere, erschwert aber dem Leser eine schnelle Orientierung, die ja gerade der Vorzug dieses Werkes gegenüber den üblichen systematisch angeordneten physikalischen Lehrbüchern sein soll. Das zweite Verfahren scheint mir dem Zweck des Buches mehr zu entsprechen, stößt aber auf größere Schwierigkeiten, wenn die Erklärung des Stichworts wirklich in die Tiefe gehen soll und z. B. mathematische Formulierungen erfordert, deren Zeichen für jeden Artikel besonders oder durch Hinweis auf andere erklärt werden müssen.

Die Herausgeber kritisieren ihr Werk im Vorwort sehr passend durch den Satz: „Die Vorzüge des Buches liegen in dem Vorhandenen, die Mängel in dem Fehlenden". In der Tat, die Bearbeitung der vorhandenen Artikel ist fast ausnahmslos sehr gut. Manche Stichworte sind sogar zweibis dreimal von verschiedenen Autoren bearbeitet und zum Abdruck gekommen, was überflüssig erscheint, sofern das Stichwort dieselbe Bedeutung hat. Um so bedauerlicher ist, daß so nahe liegende Stichworte wie „Maxwellsche Gleichungen", „Gasentladungen", „Kathodenstrahlen", „Kathodengefälle", „Röntgenstrahlen", „Raumgitter", „Kristalle", „Metalleitung", „Supraleitung" u. a. nicht vertreten sind. Sie gehören vielleicht zu den Gebieten, deren Bearbeiter den Herausgebern untreu geworden sind, wovon im Vorwort die Rede ist. Über metallische Leitung findet man im Artikel „Leiter" verhältnismäßig kurze Erläuterungen, während das Leitvermögen der Elektrolyte und das der atmosphärischen Luft ausführlich behandelt sind.

Abgesehen von den Lücken und Ungleichmäßigkeiten, die bei einer späteren Überarbeitung leicht ergänzt und ausgeglichen werden können, stellt das Handwörterbuch einen ersten glücklichen Entwurf dar, dessen Benutzung den Lesern dieser Zeitschrift vielen Nutzen stiften und deshalb bestens empfohlen werden kann. E. Grüneisen.

Schmitt, N., **Aufgaben aus der technischen Mechanik.** I. Bewegungslehre, Statik und Festigkeitslehre. 2. A. VIII, 124 S. mit Abb. i. T. Sammlung „Aus Natur und Geisteswelt", Bd. 558. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin. 1921.

Aus den im Titel genannten Gebieten werden 240 Aufgaben mit ziemlich ausführlichen Lösungen gebracht. Die Kenntnis der Infinitesimalrechnung ist nicht vorausgesetzt. Der Nutzen des Bändchens für den Lernenden wird dadurch vergrößert, daß am Anfang jeden Abschnitts die wichtigsten Lehrsätze angegeben sind. R. Vieweg.

Plotnikow, J., **Grundriß der Photochemie in elementarer Darstellung als Einführung in das Studium.** 196 S. 34 Abb. i. T. Walter de Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig. 1923.

Der bestens bekannte Photochemiker Plotnikow, früher Professor an der Kaiserlich russischen Universität in Moskau, der nach der Zerstörung seines Laboratoriums, seines Privatbesitzes und seiner Manuskripte durch die Bolschewiken nach Deutschland sich retten konnte, dann als Vorstand des photochemischen Laboratoriums bei der Aktiengesellschaft für Anilinfabrikation in Berlin gastliche Aufnahme fand, wurde als Professor und Direktor des Physikochemischen Institutes an die serbo-kroatische Technische Hochschule nach Agram (Zagreb) berufen. Dort gab er im Anschlusse an sein großes Werk „Lehrbuch der allgemeinen Photochemie" (1920) eine kurze Darstellung der Photochemie heraus, das die wissenschaftliche Grundlage und die experimentelle Technik beim Studium von Lichtreaktionen beschreibt. Die Behandlung dieses großen Stoffes ist in guter Auswahl getroffen. Es wird die Ableitung der photochemischen Grundgesetze gegeben, die Abhängigkeit der Lichtabsorption von der chemischen Konstitution und der Zusammenhang mit den Lichtreaktionen geschildert. Der Verfasser bespricht verschiedene Fälle der starken, der räumlich fortschreitenden und der schwachen Lichtabsorption, um den Leser zu komplizierteren Fällen zu führen. Häufig begleiten Dunkelreaktionen die photochemischen Prozesse; zur Unterscheidung beider führt der Verfasser sein nach ihm benanntes „Additionsgesetz" ein, das freilich noch einer eingehenderen Prüfung an einer größeren Zahl von Fällen bedarf. Plotnikow teilt die Elemente nach der von ihm aufgestellten photochemischen Valenztheorie ein, die davon ausgeht, daß eine Verbindung, welche keine freien Valenzelektronen enthält überhaupt lichtunempfindlich ist. Je mehr Valenzelektronen an einem Element haften, desto leichter wird es durch das Licht beeinflußt, desto größere Wellenlängen und geringere Schwingungszahl werden wirksam sein; der Zusammenhang mit der Bohrschen Theorie wird gestreift. Plotnikow macht auf die Ungültigkeit des Einsteinschen photochemischen Äquivalenzgesetzes bei einer Anzahl von Lichtreaktionen aufmerksam, da die experimentellen Befunde damit nicht in Übereinstimmung zu bringen sind. Die Klärung dieser Fragen muß weiteren Forschungen vorbehalten bleiben, aber es ist anzuerkennen, daß Plotnikow an diesen und anderen strittigen Fragen nicht achtlos vorbeigeht, sondern ihre Klärung anregt. Der Verfasser führt eine große Anzahl von photochemischen Zersetzungen und Vereinigungen, von Polymerisationen usw. vor, gibt eine klare Darstellung der Kontakt- und Übertragungskatalyse im Lichte, sowie des Einflusses der Temperatur auf die Licht- und Dunkelreaktionen. Die chemische Ausnützung des Lichtes in der angewandten Photochemie erörtert der Verfasser am Kautschuk, den Harzen, an Ölen, Indigo und an den wichtigsten photographischen Verfahren mit Silber-, Eisen- und Chromsalzen sowie an der Farbenphotographie; eine historische Schilderung, die allerdings etwas lückenhaft ist, schließt das Buch. Es kann und soll das Einzelstudium der verschiedenen Kapitel des vielverzweigten Gebietes der Photochemie durch diesen Leitfaden nicht ersetzt werden, aber er bietet für jeden der sich mit diesem Gegenstand befaßt viel Interesse und kann zur Einführung bestens empfohlen werden.

I. M. Eder, Wien.

Schenkel, M., **Elektrotechnik (Starkstromtechnik).** Eine Vorschule für Studierende, ein Lehr- und Nachschlagebuch für Praktiker aus allen Gebieten der Industrie. II. Teil: Die Praxis der Starkstromtechnik. 9. A. 21°. 337 S. 232 Abb. i. T. J. J. Weber, Leipzig. 1924.



Besprechungen.

Gehlhoff, G., **Lehrbuch der Technischen Physik** für fortgeschrittene Studenten und Ingenieure. 1. Bd. 386 S. 248 Abb. i. T. J. A. Barth, Leipzig. 1924.

Den Stoff, der in diesem ersten Band des zweibändigen Lehrbuchs behandelt ist, und die Namen derjenigen, die ihn bearbeitet haben, ergibt der folgende Auszug aus dem Inhaltsverzeichnis:

I. Maße und Messen von G. Berndt.

II. Mechanik von L. Hopf und Th. v. Kármán, und zwar:

1. Grundbegriffe und Grundsätze der Mechanik,
2. Dynamik starrer Systeme,
3. Elastizität und Festigkeit,
4. Hydromechanik,
5. Gleichgewicht und Bewegung von Gasen.

III. Akustik von W. Hahnemann und H. Hecht.

IV. Thermodynamik

1. Wärmetheorie
2. Thermometrie
3. Kalorimetrie
4. Wärmeausdehnung
5. Wärmeleitung
6. Änderung des Aggregatzustandes (Gase und Dämpfe)

} von Walter Meissner,

7. Kraft- und Arbeitsmaschinen für flüssige und gasförmige Mittel von G. Flügel,
8. Kältetechnik von E. Altenkirch,
9. Explosionsvorgänge von R. Becker.

Diese Überschriften, abgesehen von den drei letzten, erwecken vielleicht die Befürchtung, daß der größte Teil des Lehrbuchs nichts anderes sei, als ein Lehrbuch der gewöhnlichen Physik. Das ist tatsächlich nicht der Fall. Der Titel „Lehrbuch der Technischen Physik" ist durchaus berechtigt. In allen Abschnitten, im einen mehr, im anderen weniger, sind die technischen Probleme besonders berücksichtigt. Und andererseits ist in den drei letzten Abschnitten, die sich mit rein technischen Aufgaben befassen, die Physik nicht zu kurz gekommen: hier sind die physikalischen Grundlagen sehr geschickt und klar hervorgehoben. Ich bin überzeugt, daß aus dem Lehrbuch nicht nur der Student und Ingenieur, sondern auch der Physiker eine Menge lernt; es ist ja sonst für den Physiker so außerordentlich schwierig, sich über technische Anordnungen, in denen seine Wissenschaft praktische Verwendung findet, zu orientieren.

Die Idee, ein solches Lehrbuch zu veröffentlichen, war entschieden glücklich, und ich möchte es auch allen Dozenten der Physik angelegentlichst empfehlen; sie werden daraus in jeder Beziehung Anregung für ihre Vorlesung bekommen.

Über die Art der Darstellung, auch darüber, wie weit man in einem Lehrbuch der Technischen Physik auf technische Fragen einzugehen hat, wird man stets verschiedener Meinung sein können; darüber sind auch die Verfasser der einzelnen Abschnitte tatsächlich verschiedener Meinung gewesen.

Klar und sehr übersichtlich ist die Darstellung überall. Besonders gut gefallen haben mir persönlich die Abschnitte „Maße und Messen" von G. Berndt, „Thermometrie" von W. Meissner, „Kraft- und Arbeitsmaschinen für flüssige und gasförmige Mittel" von G. Flügel und „Explosionsvorgänge" von R. Becker. So ungefähr, wie die Verfasser dieser Abschnitte ihre Aufgabe aufgefaßt haben, dachte ich mir ein Lehrbuch der technischen Physik.

In manchen Abschnitten, z. B. in denjenigen von Hopf und v. Kármán und auch einigen von Meissner, ist die mathematische Theorie sehr stark betont. Meinem Gefühl nach würde es manchem das Studium des Buches erleichtert haben, wenn der physikalische und technische Inhalt der abgeleiteten Gleichungen mehr hervorgehoben worden wäre. Ich würde es in vielen Fällen begrüßt haben, wenn nicht nur angegeben wäre, daß die Beziehung bei der oder jener technischen Anordnung Verwendung findet, sondern wenn an Hand einer schematischen Figur oder einer Abbildung der gebrauchten Anordnung auseinandergesetzt worden wäre, wie der Apparat oder die Anordnung aussieht, für den die betreffende Beziehung die Grundlage bildet, und in welcher Weise diese Beziehung hier zur Anwendung kommt.

Es ist meiner Erfahrung nach für die meisten Studenten und Ingenieure ein weiter Weg von einer mathematischen Gleichung zu dem technischen oder physikalischen Apparat, der auf ihr beruht.

Originell ist die Behandlung der Akustik von den Herren Hahnemann und Hecht. Sowohl die Fragestellungen als ihre Behandlung sind augenscheinlich stark beeinflußt durch die Analogie mit den elektromagnetischen Schwingungen und durch die technischen Arbeiten der beiden Verfasser auf dem Gebiet der Unterwasserschallsignale. Vielleicht ist der Abschnitt gerade durch den letzten Umstand ein bißchen einseitig geworden.

Die Ausstattung ist, wie man das bei dem Verlag J. A. Barth nicht anders erwartet, sehr gut.

J. Zenneck.

Schwarz, R., **Feuerfeste und hochfeuerfeste Stoffe.** Sammlung Vieweg. H. 43. 2. A. 52 S. Braunschweig. 1922. G.-Z. 2,— M.

Die kurz gefaßte Schrift ist zweifellos dem wachsenden Bedürfnis nach einer schnell orientierenden, wissenschaftlich gehaltenen Abhandlung über feuerfeste Materialien entgegengekommen, woraus sich auch die schnelle Folge der zweiten Auflage erklärt. Die inzwischen erschienene neuere Literatur ist größtenteils berücksichtigt und im letzten Abschnitt ein Kapitel über Graphit eingeschaltet worden. Der zweite Abschnitt über Zusammenhänge von Konstitution und Eigenschaften dürfte wohl künftig besser anders überschrieben werden, da eigentliche Konstitutionsfragen darin nicht behandelt sind. Vielleicht wird es sich auch empfehlen, in diesen Abschnitt das thermische Verhalten von Kieselsäure und Tonerde zu bringen, weil dies für das Verständnis des Verhaltens von feuerfesten Materalien von grundlegender Bedeutung ist und in den später technisch gegliederten Abschnitten nicht so grundsätzlich klar herausgearbeitet werden kann. Im übrigen ist die Darstellung klar und anregend gehalten.

F. Eckert.

Gutenberg, B., **Die seismische Bodenunruhe und ihr Zusammenhang mit den Nachbargebieten insbesondere Geologie und Meteorologie.** Samml. geophysikalischer Schr., H. 3. Hersg. v. C. Mainka. Gebr. Borntraeger, Berlin. 1924.

Der äußerst rührige Verlag der Sammlung geophysikalischer Schriften gibt mit den vorliegenden Bändchen eine Zusammenstellung über die seismische Bodenunruhe, einen „Versuch, das umfangreiche Gebiet jener Bewegungen, die im Gegensatz zu Erdbeben längere Zeit Teile der Erdoberfläche dauernd in mehr oder minder schnelle Schwingungen versetzen, allen, die sich dafür interessieren, auch dem Nichtseismologen, zugänglich zu machen". Und wenn auch die Energie der seismischen Bodenunruhe, die in nächster Nähe eines Wasserfalls als der stärkten Unruhequelle etwa 40000×10 Erg beträgt, bei einer Beschleunigung der Erdteilchen von 80000 Gal für Bauwerke kaum Gefahr bringen kann, also das rein technische Interesse erst in zweiter Linie steht, so wird doch mancher Interesse an Forschungen finden, die — um nur eine Tatsache aus dem behandelten Gebiet zu nennen — starke Brandung an der norwegischen Küste in Südost-Sibirien nachzuweisen gestatten. Ihm dürfte das Buch ein guter Führer sein, um so mehr, als es mit einem vorzüglichen Register und Literaturverzeichnis versehen ist.

K. Keil.



Berliner, A. u. Scheel, K., **Physikalisches Handwörterbuch.** 903 S. 573 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1924. Preis geb. M. 39,—.

Ein nach Stichworten alphabetisch angeordnetes physikalisches Nachschlagebuch, dessen einzelne Artikel von besten Kennern des Gebiets geschrieben und unterschrieben sind. Die meisten Artikel bringen am Schluß eine Literaturangabe für den, der sich eingehender mit dem Stoffe beschäftigen will.

Ein solches Werk aus dem Nichts zu schaffen — es gibt wohl bisher kein ähnliches — war für die Herausgeber sicherlich keine leichte Aufgabe. Ihre Lösung kann aber im Ganzen als wohlgelungen bezeichnet werden. Wer das Buch zur Hand nimmt, wird dankbar sein, sich rasch und zuverlässig über physikalische Begriffe, Apparate, Gesetze usw. unterrichten zu können, ohne sich erst in den Zusammenhang eines systematisch angeordneten Lehrbuchs hineinfinden zu müssen. Allerdings setzen viele Artikel nicht unerhebliche mathematische Kenntnisse voraus.

Den Autoren der einzelnen Artikel ist in der Wahl der Stichworte, die natürlich von höchster Bedeutung ist, im Umfang der Artikel, im Gebrauch mathematischer Formeln u. a. offenbar weitgehende Freiheit gelassen worden. Demgemäß ist das Werk nicht ganz einheitlich. So hat mancher Bearbeiter (z. B. Photometrie, Hydrodynamik) ausführliche längere Artikel verfaßt, in denen mehrere Stichworte im Zusammenhang erklärt werden, andere haben es vorgezogen, die Artikel nicht länger zu machen, als es zur Erklärung eines Stichworts unbedingt nötig erschien. Das erstgenannte Verfahren ist vielleicht für den Autor das einfachere, erschwert aber dem Leser eine schnelle Orientierung, die ja gerade der Vorzug dieses Werkes gegenüber den üblichen systematisch angeordneten physikalischen Lehrbüchern sein soll. Das zweite Verfahren scheint mir dem Zweck des Buches mehr zu entsprechen, stößt aber auf größere Schwierigkeiten, wenn die Erklärung des Stichworts wirklich in die Tiefe gehen soll und z. B. mathematische Formulierungen erfordert, deren Zeichen für jeden Artikel besonders oder durch Hinweis auf andere erklärt werden müssen.

Die Herausgeber kritisieren ihr Werk im Vorwort sehr passend durch den Satz: „Die Vorzüge des Buches liegen in dem Vorhandenen, die Mängel in dem Fehlenden". In der Tat, die Bearbeitung der vorhandenen Artikel ist fast ausnahmslos sehr gut. Manche Stichworte sind sogar zweibis dreimal von verschiedenen Autoren bearbeitet und zum Abdruck gekommen, was überflüssig erscheint, sofern das Stichwort dieselbe Bedeutung hat. Um so bedauerlicher ist, daß so nahe liegende Stichworte wie „Maxwellsche Gleichungen", „Gasentladungen", „Kathodenstrahlen", „Kathodengefälle", „Röntgenstrahlen", „Raumgitter", „Kristalle", „Metalleitung", „Supraleitung" u. a. nicht vertreten sind. Sie gehören vielleicht zu den Gebieten, deren Bearbeiter den Herausgebern untreu geworden sind, wovon im Vorwort die Rede ist. Über metallische Leitung findet man im Artikel „Leiter" verhältnismäßig kurze Erläuterungen, während das Leitvermögen der Elektrolyte und das der atmosphärischen Luft ausführlich behandelt sind.

Abgesehen von den Lücken und Ungleichmäßigkeiten, die bei einer späteren Überarbeitung leicht ergänzt und ausgeglichen werden können, stellt das Handwörterbuch einen ersten glücklichen Entwurf dar, dessen Benutzung den Lesern dieser Zeitschrift vielen Nutzen stiften und deshalb bestens empfohlen werden kann. E Grüneisen.

Schmitt, N., **Aufgaben aus der technischen Mechanik.** I. Bewegungslehre, Statik und Festigkeitslehre. 2. A. VIII, 124 S. mit Abb. i. T. Sammlung „Aus Natur und Geisteswelt", Bd. 558. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin. 1921.

Aus den im Titel genannten Gebieten werden 240 Aufgaben mit ziemlich ausführlichen Lösungen gebracht. Die Kenntnis der Infinitesimalrechnung ist nicht vorausgesetzt. Der Nutzen des Bändchens für den Lernenden wird dadurch vergrößert, daß am Anfang jeden Abschnitts die wichtigsten Lehrsätze angegeben sind. R. Vieweg.

Plotnikow, J., **Grundriß der Photochemie in elementarer Darstellung als Einführung in das Studium.** 196 S. 34 Abb. i. T. Walter de Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig. 1923.

Der bestens bekannte Photochemiker Plotnikow, früher Professor an der Kaiserlich russischen Universität in Moskau, der nach der Zerstörung seines Laboratoriums, seines Privatbesitzes und seiner Manuskripte durch die Bolschewiken nach Deutschland sich retten konnte, dann als Vorstand des photochemischen Laboratoriums bei der Aktiengesellschaft für Anilinfabrikation in Berlin gastliche Aufnahme fand, wurde als Professor und Direktor des Physikochemischen Institutes an die serbo-kroatische Technische Hochschule nach Agram (Zagreb) berufen. Dort gab er im Anschlusse an sein großes Werk „Lehrbuch der allgemeinen Photochemie" (1920) eine kurze Darstellung der Photochemie heraus, das die wissenschaftliche Grundlage und die experimentelle Technik beim Studium von Lichtreaktionen beschreibt. Die Behandlung dieses großen Stoffes ist in guter Auswahl getroffen. Es wird die Ableitung der photochemischen Grundgesetze gegeben, die Abhängigkeit der Lichtabsorption von der chemischen Konstitution und der Zusammenhang mit den Lichtreaktionen geschildert. Der Verfasser bespricht verschiedene Fälle der starken, der räumlich fortschreitenden und der schwachen Lichtabsorption, um den Leser zu komplizierteren Fällen zu führen. Häufig begleiten Dunkelreaktionen die photochemischen Prozesse; zur Unterscheidung beider führt der Verfasser sein nach ihm benanntes „Additionsgesetz" ein, das freilich noch einer eingehenderen Prüfung an einer größeren Zahl von Fällen bedarf. Plotnikow teilt die Elemente nach der von ihm aufgestellten photochemischen Valenztheorie ein, die davon ausgeht, daß eine Verbindung, welche keine freien Valenzelektronen enthält überhaupt lichtunempfindlich ist. Je mehr Valenzelektronen an einem Element haften, desto leichter wird es durch das Licht beeinflußt, desto größere Wellenlängen und geringere Schwingungszahl werden wirksam sein; der Zusammenhang mit der Bohrschen Theorie wird gestreift. Plotnikow macht auf die Ungültigkeit des Einsteinschen photochemischen Äquivalenzgesetzes bei einer Anzahl von Lichtreaktionen aufmerksam, da die experimentellen Befunde damit nicht in Übereinstimmung zu bringen sind. Die Klärung dieser Fragen muß weiteren Forschungen vorbehalten bleiben, aber es ist anzuerkennen, daß Plotnikow an diesen und anderen strittigen Fragen nicht achtlos vorbeigeht, sondern ihre Klärung anregt. Der Verfasser führt eine große Anzahl von photochemischen Zersetzungen und Vereinigungen, von Polymerisationen usw. vor, gibt eine klare Darstellung der Kontakt- und Übertragungskatalyse im Lichte, sowie des Einflusses der Temperatur auf die Licht- und Dunkelreaktionen. Die chemische Ausnützung des Lichtes in der angewandten Photochemie erörtert der Verfasser am Kautschuk, den Harzen, an Ölen, Indigo und an den wichtigsten photographischen Verfahren mit Silber-, Eisen- und Chromsalzen sowie an der Farbenphotographie; eine historische Schilderung, die allerdings etwas lückenhaft ist, schließt das Buch. Es kann und soll das Einzelstudium der verschiedenen Kapitel des vielverzweigten Gebietes der Photochemie durch diesen Leitfaden nicht ersetzt werden, aber er bietet für jeden der sich mit diesem Gegenstand befaßt viel Interesse und kann zur Einführung bestens empfohlen werden.

I. M. Eder, Wien.

Schenkel, M., **Elektrotechnik (Starkstromtechnik).** Eine Vorschule für Studierende, ein Lehr- und Nachschlagebuch für Praktiker aus allen Gebieten der Industrie. II. Teil: Die Praxis der Starkstromtechnik. 9. A. 21°. 337 S. 232 Abb. i. T. J. J. Weber, Leipzig. 1924.



In erfreulich kurzem Zeitabstand ist dem I. Teil, Grundlagen der Starkstromtechnik, [vgl. diese Zeitschr. **4** (1923), 443] der II. Band gefolgt. Die wichtigsten Änderungen gegenüber den entsprechenden Kapiteln der vorhergehenden, einbändigen 8 Auflage betreffen das Kapitel über Zähler, ferner die Abschnitte über besondere Gleichstromerzeuger mit Feldbeeinflussung durch Querfeld und Ankerrückwirkung, sowie über die Beseitigung der Remanenz. Erweitert sind auch die Abschnitte über Kommutatormotoren für Wechsel- und Drehstrom, neu behandelt ist die Praxis der Vakuumgleichrichter. Das erste Kapitel, über elektrische Messungen und Meßgeräte, ist gleichfalls neu gefaßt; übersehen ist hier, daß die Abbildung des Oszillographen, die unverändert blieb, nicht mehr der jetzigen Gestaltung dieses Meßgeräts entspricht. Die Ausführungen über Elektrizitätswerke und über besondere Anwendungen der Elektrizität in industriellen Betrieben (Bergbau, Hütten-, Schiffs- und Bahnbetrieb) sind dem modernen Stande angepaßt worden. Das Kapitel über elektrische Beleuchtung und Heizung, daß sich neu z. B. auch auf Lumineszenzstrahler erstreckt, bringt einleitend die physikalischen und physiologischen Grundlagen der Strahlungslehre. Das Streben nach exakter Grundlegung aller Zweige des behandelten Stoffes verdient besondere Anerkennung und wird gewiß zur großen Zahl der Freunde des Buches neue hinzuwerben. Daß hier und auch sonst manches Theoretische sich in der „Praxis der Starkstromtechnik" findet, statt im ersten Bande, der den „Grundlagen" gewidmet ist, wird man der erstmaligen Trennung zugute halten müssen. Sollte sie beibehalten werden, so wird es künftig in mancher Einzelheit der Umstellung vom zweiten in den ersten Band und umgekehrt bedürfen, schon um die Benutzung als Nachschlagebuch zu erleichtern. — Insgesamt ist ein Werk wie das vorliegende für den technischen Physiker, der dauernd in enger Berührung mit der Starkstomtechnik steht, ohne daß sie sein eigentliches Fachgebiet ist, bestens geeignet, sowohl um sich allgemeine Auskünfte zu holen, als auch um hier und da Sonderfragen etwas gründlicher zu verfolgen. R. Vieweg.

Verein deutscher Ingenieure, **Hochdruckdampf.** Unter Mitarbeit von Dr.-Ing. Fr. Münzinger, Prof. Dr. P. Goerens, Direktor F. Loch, Dr.-Ing. F. Guilleaume, Prof. Dr. St. Löffler, H. Gleichmann, Dir. O. H. Hartmann, W. G. Noack, Geh. Reg-Rat Prof Dr.-Ing. E. Josse, Prof. Dr.-Ing. A. Stodola, A. Holle, Dir F. Seiffert, Prof. Dr.-Ing. W. Köhler herausgegeben. 108 S. mit zahlreichen Abb. VDI-Verlag G. m. b. H., Berlin 1924. Pr. geh. 9 G.-M.

Einer Großtat der technischen Physik ist dieses Heft des Vereins deutscher Ingenieure gewidmet. Verständnisvolles Zusammenarbeiten von Männern der Praxis und der Wissenschaft hat das möglich gemacht, was noch vor wenigen Jahren von berufenen Fachleuten für undurchführbar erklärt wurde: die wirtschaftliche Nutzbarmachung der in hochgespanntem Dampf enthaltenen Verbesserungsmöglichkeiten unserer Dampfmaschinen. Die wirtschaftliche Not, die den deutschen Ingenieur zwingt, um jeden Prozent Wirkungsgrad zu kämpfen, hat bei der Verfolgung des einen Zieles auf den verschiedensten Gebieten der Wissenschaft, Technik und Wirtschaft große Fortschritte erzwungen. Als Beispiel seien nur angeführt die Münchener Arbeiten über die Eigenschaften des hochüberhitzten Wasserdampfes bis zu 60 at von Knoblauch und seinen Mitarbeitern, die Ausarbeitung neuer Prüfungsverfahren für die bei diesen Drucken und Temperaturen ganz außergewöhnlich beanspruchten Kesselbaustoffe, die konstruktive Entwicklung neuer Kesselformen, neuer Turbinentypen, neuer Armaturen, und endlich die Lösung wichtiger Fragen der sicheren und wirtschaftlichen Betriebsführung. Ein Musterbeispiel eines planmäßigen technischen Experimentes bildet die von M. Guilleaume geschilderte Materialprüfung an 1500 Kesselblechen.

Das Heft entstand durch Zusammenfassung und teilweise Erweiterung der Vorträge, die auf der Hochdrucktagung des Vereins deutscher Ingenieure im Januar dieses Jahres in Berlin gehalten wurden und die noch durch eine Anzahl wertvoller Abhandlungen ergänzt sind. So sind die neuesten Ergebnisse der Arbeiten auf allen Gebieten, die mit dem Hochdruckdampf in Verbindung stehen, in einer auch äußerlich sehr gut ausgestatteten Sammlung vereinigt. S. Erk.

Zeeman, P., **Verhandelingen over Magneto-optische Verschijnselen.** XV, 341 S., 1 Bildnis, XIV Tafeln. Eduard Ijdo, Leiden. 1921.

Das Jahr 1896 ist ein Markstein in der Geschichte der neueren, der Erforschung des Atoms gewidmeten Physik — es umfaßt die Bekanntgabe der Röntgenschen Auffindung der X-Strahlung, die Entdeckung der radioaktischen Strahlungen und die Aufspaltung der Spektrallinien im magnetischen Felde durch Zeeman. Während die beiden ersten Entdeckungen unerwartet ein vollständiges Neuland erschlossen, gelang Zeeman, dank seinen verfeinerten experimentellen Hilfsmitteln, ein bereits 1862 von Faraday vergeblich unternommener Versuch. Die Deutung suchte Z. mit Erfolg in der Richtung der Lorentzschen Elektronentheorie; er kam aber erst in seiner zweiten Mitteilung auf die negative Ladung der an der Spektralserienemission beteiligten Teile. Die experimentelle Aufklärung dieses nach ihm benannten Effektes hat Z. in den folgenden Jahren mit Geschick und Erfolg wesentlich gefördert. Die vollständige theoretische Aufklärung dieser Erscheinung ist trotz intensiver quantentheoretischer Bearbeitung auch heute noch nicht gelungen.

Die 25. Wiederkehr des Gedenktages der Zeemanschen Entdeckung war die Veranlassung für Freunde und Schüler von ihm, seine diesbezüglichen (von 1896 bis 1913 reichenden) Arbeiten gesammelt in sehr schöner Ausstattung, versehen mit einem Bildnis des Entdeckers, erneut herauszugeben. Die grundlegende erste Arbeit ist auf holländisch, englich, französisch und auch in einer (von Prof. Ehrenfest herrührenden, verschiedene Sprachhärten aufweisenden) deutschen Übersetzung wiedergegeben. Die späteren Mitteilungen sind meistens englisch vorhanden, falls sie in den Amsterdamer Akademieberichten zuerst erschienen waren, sonst in der Sprache ihrer ersten Veröffentlichung wieder abgedruckt. R. Swinne.

Het Natuurkundig Laboratorium der Rijksuniversiteit te Leiden in de Jaren 1904—1922. Festschrift für H. Kamerlingh Onnes zu seinem vierzigjährigen Professor-Jubiläum. Leiden 1922.

Der stattliche Band von über 450 Seiten, dessen Redaktion C. A. Crommelin in Händen hatte, beginnt mit einer Widmung von H. A. Lorentz. Es folgen Abhandlungen von J. P. Kuenen, C. A. Crommelin, W. H. Keesom, E. Mathias, J. E. Verschaffelt, P. Weiss, H. R. Voltjer, P. Zeeman, Jean Becquerel, P. Ehrenfest, P. Curie, A. Einstein, Bengt Beckman, Anna Beckman, die meist in holländischer, zum Teil in französischer und in deutscher Sprache abgefaßt sind. Das Buch ist geschmückt mit einem Porträt von Onnes und zwei Bildern aus dem Onnesschen Laboratorium nach Zeichnungen von H. H. Kamerlingh Onnes sowie mit mehreren photographischen Reproduktionen und zahlreichen Abbildungen.

Wie von H. A. Lorentz in der Widmung hervorgehoben wird, steht im Mittelpunkt der Onnesschen Untersuchungen die Verflüssigung des Heliums und die Erforschung der physikalischen Gesetze bei den so erreichten, nicht weit vom absoluten Nullpunkt liegenden, ganz tiefen Temperaturen. Die Verflüssigung des Heliums vornehmlich hat ja dem Forscher auch den Nobelpreis eingebracht.

Die äußeren und inneren Einrichtungen, besonders die Anlagen zur Verflüssigung von Wasserstoff und Helium, sind von Crommelin, der seit vielen Jahren mit dem Leidener Laboratorium eng verwachsen ist, liebevoll beschrieben. Im zweiten Teil sind die Leidener thermodynamischen Untersuchungen einschließlich Thermometrie und Manometrie behandelt, im dritten Teil die magnetischen, im vierten Teil die optischen, magneto-optischen und radioaktiven, im fünften Teil die elektrischen Untersuchungen.

Die Art und der Zweck des Buches bringt es mit sich, daß in ihm von den vielen Arbeiten, die in Leiden von Onnes in Gemeinschaft mit seinen Schülern und vielen fremden, hervorragenden Physikern ausgeführt wurden, keine erschöpfende Darstellung enthalten ist. Andererseits bringen die Einzelabhandlungen nicht nur Bekanntes, sondern geben teilweise neue Gesichtspunkte, so z. B. die Bemerkungen Einsteins zur Supraleitung der Metalle.

Merkwürdig berührte mich, daß in dem Aufsatz von Kuenen, der allerdings nach seinem Tode gedruckt wurde, so daß er wohl keine Korrektur in Händen gehabt hat, bei der Darlegung der Bedeutung der Quantentheorie zwar die Strahlungstheorie als ihr Ausgangspunkt, nicht aber der Name von M. Planck erwähnt ist, während der Anteil von Rutherford und Bohr an der Entwicklung der Quantentheorie hervorgehoben wird.

Auf jeden Fall bildet das Werk eine sehr wertvolle Ergänzung zu den „Communications Leiden", indem vieles in ihm zusammenhängend dargestellt ist, was man sich dort mühsam zusammensuchen muß. W. Meißner.

Nölke, F., **Geotektonische Hypothesen.** Samml. geophys. Schriften. Nr. 2. Hrsg. v. C. Mainka. VIII, 128 S. Gebr. Borntraeger, Berlin. 1924. Preis 4,80 G.-M.

Zweck der vorliegenden „kritischen Zusammenstellung" soll sein, „die verschiedenen Erklärungsversuche zusammenzustellen und kritisch zu beleuchten, um festzustellen, welche Erklärung am besten in den Tatsachen fundiert erscheint".

Mit großem Fleiß und in vorzüglicher Klarheit (die Sammlung ist nicht nur für den Geophysiker bestimmt und verständlich, sondern soll auch dem Nichtfachmann die Möglichkeit zur Orientierung bieten) werden zunächst Beobachtungstatsachen und theoretische Folgerungen über die Entstehung der Oberflächengestalt der Erde besprochen, um Unterlagen für die Hypothesen und ihre Kritik zu erhalten, die dann im zweiten Teil des Buches ihrem wesentlichen Inhalt nach dargestellt und kritisiert werden.

Der Verfasser des Buches ist offenbar selbst Anhänger der Kontraktionshypothese, deren Besprechung 42 Seiten des Buches füllt. Dadurch wird sein kritisches Urteil naturgemäß in etwas beeinflußt. Es ist sehr lehrreich, z. B. Wegeners „Entstehung der Kontinente und Ozeane" neben die Darstellungen des Verfassers zu halten. Manches der Urteile erscheint reichlich scharf — trotzdem kann das Buch, besonders wenn man sich als Außenstehender in die behandelte Materie einarbeiten will und nicht Zeit findet, alle Einzelquellen zu suchen und auszuschöpfen, warm empfohlen werden. K. Keil.

Wittenbauer, F., **Aufgaben aus der Technischen Mechanik.** I. Bd. Allgemeiner Teil. 839 Aufgaben nebst Lösungen. 5. verb. A. XVIII, 281 S. 640 Abb. i. T. Bearb. von Theodor Pöschl. Jul. Springer, Berlin. 1924.

Der erste Band der erfolgreichen Aufgabensammlung liegt in fünfter Auflage vor, die von dem neuen Herausgeber durch zahlreiche kleinere Verbesserungen und durch teilweise Umordnung des Ganzen vervollkommnet worden ist. In den vier Kapiteln werden behandelt: Summe von Kraftgruppen und Gleichgewicht (367 Aufg.); Bewegungslehre (183 Aufg.); Dynamik (258 Aufg.); das Rechnen mit verschiedenen Einheiten und Dimensionen (31 Aufg.). Die Lösungen der zum großen Teil ohne Infinitesimalrechnung durchführbaren Aufgaben füllen etwas über die Hälfte des Buches und zeichnen sich bei aller Knappheit des Textes durch klare Fassung aus. Zu einigen wenigen Aufgaben sind keine Lösungen gegeben; wenn die Aufgaben so einfach sind dürfte es sich empfehlen, sie gleichfalls zu streichen.

Auch in der neuen Auflage scheint das bewährte Buch wohlgeeignet, nicht nur dem Studierenden bei der Einführung in die technische Mechanik als Helfer zu dienen, sondern auch dem gelegentlich Nachschlagenden praktische Winke zu geben. R. Vieweg.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Leitsätze für die Bewertung von Scheinwerfern.

Die von der Scheinwerferkommission der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft ausgearbeiteten Leitsätze für die Bewertung von Scheinwerfern wurden von der Jahresversammlung der Gesellschaft in Jena im September 1924 angenommen. Sie sind nachstehend abgedruckt:

I. Für die Bewertung eines Scheinwerfers maßgebend ist der von ihm ausgestrahlte Gesamtlichtstrom (Φ), seine maximale Lichtstärke (J_{max}) und seine Lichtverteilung. Dazu gehört die Angabe der Art der Lichtquelle und ihrer Betriebsverhältnisse.

II. Die Verstärkungszahl eines Scheinwerfers ist das Verhältnis seiner maximalen zu seiner mittleren räumlichen Lichtstärke $\left(v = \frac{J_{max}}{J_{\ominus}} = \frac{4\pi \cdot J_{max}}{\Phi}\right)$.

III. Die Lichtverteilung eines Scheinwerfers wird durch die Lichtstärken unter verschiedenen Ausstrahlungswinkeln in einer durch die Scheinwerferachse gehenden Ebene dargestellt. Ihre Aufzeichnung erfolgt in einem rechtwinkligen Koordinatensystem mit den auf den Mittelstrahl bezogenen Ausstrahlungswinkeln als Abszissen und den zugehörigen Lichtstärken als Ordinaten. Bei Scheinwerfern, deren Lichtverteilung in verschiedenen durch die Achse gelegten Ebenen starke Abweichungen aufweist, ist die Lichtverteilung für mehrere Ebenen anzugeben.

IV. Die Streuung eines Scheinwerfers für Fernwirkung (δ_F) ist der Winkel, innerhalb dessen die Lichtstärke die Hälfte der maximalen Lichtstärke übersteigt.

Die Streuung eines Scheinwerfers für Nahwirkung (δ_N) ist der Winkel, innerhalb dessen die Lichtstärke ein Zehntel der maximalen Lichtstärke übersteigt.

V. Das Nebenlicht eines Scheinwerfers für Fernwirkung wird gekennzeichnet durch die Lichtverteilung in der durch die Scheinwerferachse gehenden senkrechten Ebene, ausgehend von dem Streuungswinkel für Nahwirkung, erforderlichenfalls bis zu 80° unterhalb des Mittelstrahles.

VI. Der Ausnützungsgrad des Lichtstroms (η_L) ist das Verhältnis des von der Optik des Scheinwerfers aufgenommenen Lichtstromes zum Gesamtlichtstrom der nackten Lichtquelle.

VII. Der Wirkungsgrad der Optik (η_O) ist das Verhältnis des vom Scheinwerfer ausgestrahlten Gesamtlichtstroms zu dem von der Optik aufgenommenen Lichtstrom.

VIII. Der Wirkungsgrad des Scheinwerfers (η) ist das Verhältnis des vom Scheinwerfer ausgestrahlten Gesamtlichtstroms zum Gesamtlichtstrom der nackten Lichtquelle. Er ist das Produkt aus dem Ausnützungsgrad des Lichtstroms und dem Wirkungsgrad der Optik ($\eta = \eta_L \cdot \eta_O$).

IX. Die Haltbarkeit der Optik eines Scheinwerfers wird gekennzeichnet durch die Veränderung des Wirkungsgrades der Optik im Laufe des Gebrauchs.

X. Die ideelle Reichweite (r_i) eines Scheinwerfers ist die in Metern angegebene Entfernung, in welcher ein Gegenstand eine Beleuchtung von 1 Lux durch die maximale Lichtstärke des Scheinwerfers unter Vernachlässigung der Luftabsorption erhält; sie ist die Quadratwurzel aus der maximalen Lichtstärke ($r_i = \sqrt{J_{max}}$),

XI. Die praktische Reichweite (r_p) wird aus der ideellen Reichweite (r_i) durch die Multiplikation mit einem Faktor k erhalten, der kleiner als 1 und von den Luft- und Beobachtungsverhältnissen abhängig ist ($r_p = k \cdot r_i$).

Personalnachrichten.

Berlin. Zum Präsidenten der Physikalisch-technischen Reichsanstalt als Nachfolger von Geheimrat Nernst wurde Prof. F. Paschen, Direktor des Physikalischen Instituts der Universität Tübingen, berufen. Er hat sein Amt bereits angetreten.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Bericht über die 5. Jahrestagung vom 21. bis 27. September 1924 und 6. Hauptversammlung in Innsbruck am 23. September 1924.

Die diesjährige Jahrestagung fand im Rahmen der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Innsbruck statt. Wenn es noch möglich war, so hat die Reichhaltigkeit der interessanten Vorträge und Demonstrationen gegen die früheren Jahre wieder zugenommen. Zwei gemeinsame Fachsitzungen mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft sowie vier gesonderte Fachsitzungen wurden abgehalten. Die Vortragsgebiete waren diesmal beschränkt auf: Optik, Schwachstromtechnik, Schwingungstechnik und Röntgentechnik. Trotz der diesmal besonders zahlreichen Vorträge wurde das Programm glatt abgewickelt, und alle Beteiligten haben nicht nur reichen Gewinn mitgenommen, sondern werden das schöne Innsbruck mit seiner prachtvollen Umgebung, sowie die gewährte Gastfreundschaft und herzliche Aufnahme seitens unserer Bundesbrüder in dankbarer Erinnerung behalten. Besonderer Dank gebührt den Einführenden der Abteilung für technische Physik, Prof. Dr. Hammerl und Prof. Dr. Mühlhofer, für die mühevolle und sorgsame Vorbereitung der Sitzungen, die in erheblichem Maße zum Erfolge der Jahrestagung beitrugen.

Die Gegenstände, über die gesprochen wurde, sind die folgenden:

Gemeinsame Eröffnungssitzung, Montag, nachmittags 3 Uhr, Vorsitzender: Geheimrat Prof. Dr. O. Wiener und Prof. Dr. G. Gehlhoff.

K. W. Wagner, Berlin: Schnelltelegraphie in Transozeankabeln.

O. Henker, Jena: Der Astigmatismus schiefer Bündel.

F. Löwe, Jena: Über eine vergessene Methode der quantitativen Spektroskopie.

M. Berek, Wetzlar: Demonstration einiger Photogramme zur Theorie der optischen Abbildung.

H. Siedentopf, Jena: Über den Nachweis geformter Ultramikronen.

L. Schirmann, Wien: Über die Erzeugung, Erhaltung und Messung höchster Vakua (die Extremvakuumpumpe, das Absorptionsmanometer).

L. Schiller, Leipzig: Drei hydrodynamische Experimentaluntersuchungen.

F. Rother, Erlangen: Entladungserscheinungen im Hochvakuum bei kleinen Elektroabständen.

Erste Fachsitzung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik. Mittwochnachmittag im Anschluß an die Hauptversammlung, Vorsitzender Prof. Dr. Hammerl.

O. Martienssen, Kiel: Der neue Schlagwetteranzeiger „Wetterlicht".

Fr. Skaupy, Berlin: Chemie und Physik des Glühlampenvakuums.

W. Ehlers, Berlin: Verlustfreies und magnetisch stabiles Eisen für Ton- und Hochfrequenztechnik.

H. Barkhausen, Dresden: Die Geschwindigkeit des Umklappens der Molekularmagnetverbände.

Zweite Fachsitzung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik. Donnerstag, vormittags 8 Uhr, Vorsitzender Präsident K. W. Wagner.

F. Trendelenburg, Siemensstadt: Über Verstärkung kurzer Wellen.

A. Esau, Berlin: Zur Frage der Verwendung kurzer elektrischer Wellen in der drahtlosen Telegraphie.

H. Cohn, Berlin: Verstärker- und Empfangsplattenlampen ohne Gitter.

A. Katsch, Berlin: Eigenschaften der Oxydlampen.

H. Richter, Leipzig: Verfeinerte Hochfrequenzmessung und deren technische Anwendung.

F. Trautwein, Berlin: Über unstabile Röhrenschwingungen mit Vorführungen.

U. Meyer, Berlin: Messungen an Krarupdrähten.

H. Geffcken, Leipzig: Glimmrelais und deren technische Anwendung.

M. Moeller, Berlin: Technische Gasanalyse durch Platinkatalyse.

O. Pohle, Berlin: Der Typengeheimschreiber, System Compare.

Dritte Fachsitzung, Donnerstag, nachmittags 3 Uhr, Vorsitzender Dr. Karl Mey.

H. Riegger, Berlin: Klanggetreue Schallaufnahme, Verstärkung und Wiedergabe.

W. Schottky und E. Gerlach, Berlin: Vorführung eines neuen Lautsprechers.

E. Giebe, Berlin: Internationale Messungen der Wellenlängen von Funkenstationen.

A. Meissner, Berlin: Ausbreitung der elektrischen Wellen über die Erdoberfläche.

H. Oberth, Schässburg: Theorie und Verwendungsmöglichkeit von Raketen.

H. Gerdien und A. Lotz, Berlin: Neuere Versuche mit einer Lichtquelle von sehr hoher Flächenhelligkeit.

O. Berg, Berlin: Röntgenspektroskopische Elementaranalyse.

K. W. Hausser und W. Vahle, Berlin: Zur Physik des Gletscherbrandes und der Sonnenbräunung.

R. Jaeger und H. Scheffers, Berlin: Hochempfindliches Röhrengalvanometer mit Gleichstromrückkopplung.

H. Sell, Berlin: Demonstration einer Schalldüsenwirkung.

A. Goetz, Göttingen: Das thermoelektrische Verhalten des reinen Eisens an seinen Umwandlungspunkten.

J. Wallot, Berlin: Vierpoltheorie.

Zweite gemeinsame Sitzung mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Freitag, vormittags 9 Uhr, Vorsitzender Prof. Dr. v. Laue.

K. Przibram, Wien: Zur Verfärbung und Lumineszenz durch Becquerelstrahlen.

Fr. v. Rautenfeld, Würzburg: Elektrizitätsleitung in Steinsalz und Kalkspat bei hohen Temperaturen.

R. Tomaschek, Heidelberg: Über den Einfluß des Grundmaterials auf die Phosphoreszenzemission.

M. Polanyi, Berlin: Deformation von Einkristallen.

K. Weissenberg, Berlin: Zur Systematik und Theorie von Wachstums- und Deformationsstrukturen.

H. Mark, Berlin: Über die experimentelle Feststellung von Wachstums- und Deformationsstrukturen mit Hilfe von Röntgenstrahlen.

M. Schmidt, Loeben: Kritisches zum Lösungssatz.

H. Sander, Innsbruck: Neue Begriffe im Gefügestudium kristalliner Gesteine.



Vierte Fachsitzung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik, Freitag, nachmittags 3 Uhr, Vorsitzender Prof. Dr. W. Hort.

S. Strauss, Wien: Ein neuer und vereinfachter integrierender Röntgendosismesser.

A. Hruschka, Wien: Die Elektrifizierung der österreichischen Bundesbahnen.

P. Truxa, Wien: Schwachstromanlagen im Wirkungsbereich elektrischer Bahnen.

Am Sonntag, den 21. September fand eine Besprechung des Beirates, des Vorstandes und der Ortsgruppenvorstände statt, in der neben den in der Hauptversammlung den Mitgliedern vorzuschlagenden Maßnahmen und Anträge auch einige andere wichtige Punkte vertraulich besprochen wurden.

Die Hauptversammlung wurde nach ordnungsmäßiger Einberufung am Mittwoch, den 23. September, nachmittags 3 Uhr durch den Vorsitzenden eröffnet. Er begrüßte Herrn Oberregierungsrat Prof. Dr. E. Giebe als Vertreter der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Herrn Präsident K. W. Wagner als Vertreter des Telegraphentechnischen Reichsamtes, Herrn Geheimrat Prof. Dr. E. Orlich als Vertreter des Verbandes Deutscher Elektrotechniker, Herrn Hauptabteilungsleiter Prof. Dr.-Ing. e. h. O. Bauer als Vertreter des Staatlichen Materialprüfungsamtes und des Kaiser Wilhelm-Instituts für Metallforschung, sowie Herrn Oberbaurat Dr. Boltzmann als Vertreter des Österreichischen Bundesamtes für Eich- und Vermessungswesen, schließlich die zahlreich aus Nah und Fern erschienenen Mitglieder.

Der erste Vorsitzende, Herr Dr. Gehlhoff erstattete den Geschäftsbericht. Der Mitgliederstand hat sich nach Überwindung der aus der Inflationszeit stammenden hinderlichen wirtschaftlichen Einflüsse weiterhin sehr gut gehoben und ist von 1560 Mitgliedern im vorigen Jahre auf über 1700 Mitglieder in diesem Jahre gestiegen. Wesentlichen Anteil hieran haben die Ortsgruppen und die Neugründung solcher. Die Gesellschaft hat zurzeit neun Ortsgruppen mit folgenden Mitgliederzahlen: Kiel 50 Mitglieder, Hamburg 39, Baden-Pfalz 210, Halle a. d. S. 112, Jena 95, Leipzig 72, Göttingen 40, Wien 69, Rheinland 45.

Nach Aufhebung der wirtschaftlichen Sperre im Westen erfolgte die lange vorbereitete Gründung der Ortsgruppe Rheinland am 21. Juli 1923. Die Gründung der Ortsgruppe Hessen steht bevor.

Durch Tod verlor die Gesellschaft im vergangenen Jahre die folgenden Mitglieder:

Direktor Fr. Hahn, Berlin-Friedenau.
Dr. Fr. Bergter, Berlin-Charlottenburg.
Prof. Dr. J. Geitler, Graz.
Studienrat Jahn, Halle a. d. S.
Dr. A. Obrig, Lobeda bei Jena.
Geheimrat Prof. Dr. L. Grunmach, Wilmersdorf.
Direktor Dr.-Ing. e. h. O. Lasche, Berlin.
Direktor Dr. E. Baetge, Berlin.

Die Gesellschaft wird sie stets in ehrendem Andenken behalten.

Die finanzielle Lage unserer Gesellschaft hat sich durch die Stabilisierung des Geldes wesentlich gebessert. Jedoch mußte sie auch im verflossenen Jahre ihren Zeitschriftenunternehmen wesentliche Beihilfen zuwenden. Es ist zu hoffen, daß die weitere Besserung der wirtschaftlichen Lage, namentlich auch der Mitglieder, der Gesellschaft in Zukunft vollkommenen Ausgleich von Einnahmen und Ausgaben ermöglichen wird.

Reiche Mittel flossen auch in diesem Jahre der Gesellschaft seitens der Notgemeinschaft Deutscher Wissenschaft und der befreundeten Firmen zu. Die Feier der fünfjährigen Wiederkehr des Gründungstages am 13. Juni 1924 wurde zum Anlaß der Sammlung eines Zeitschriftenfonds genommen. Es gingen folgende Spenden ein:

Notgemeinschaft	1800,— M.
Siemens & Halske und Siemens-Schuckert	5000,— M.
Osram	3000,— M.
Telefunken	2000,— M.
Carl Zeiss, Jena	1000,— M.
Ortsgruppe Halle	800,— M.
	13600,— M.

Den gütigen Spendern sprechen wir auch hier unseren herzlichsten Dank für die gewährte Unterstützung und Anerkennung unserer Tätigkeit aus.

Der Vorsitzende bittet die Hauptversammlung nachträglich um ihre Zustimmung zur Ernennung dreier Ehrenmitglieder in der Festsitzung aus Anlaß der fünfjährigen Wiederkehr des Gründungstages, nämlich der Herren Karl Friedrich von Siemens, Prof. Dr. Straubel und Geheimrat Prof. Dr. K. Scheel, die sich als Förderer der technischen Physik und der Gesellschaft sehr verdient gemacht haben. Unter großem Beifall stimmt die Versammlung zu.

Bezüglich der Zeitschrift wurde mitgeteilt, daß an die Gesellschaft der Plan eines Selbstverlages Physik herangetreten wäre, dem der Vorstand seine Zustimmung versagen zu sollen geglaubt hat, da die Gesellschaft dank günstiger Verträge und guten Zusammenarbeitens mit den Verlegern ihrer Zeitschriften besser zu fahren glaubt, als bei einem Selbstverlag, ohne die damit verbundene größere Sorge und Mühe auf sich nehmen zu müssen. Die Zeitschriften haben sich weiter nach Quantität und Qualität entwickelt.

Der Schatzmeister, Herr Dr. Mey, erstattete ausführlichen Kassenbericht. Die Gesellschaft stimmt dem Vorschlage des Vorstandes zu, von einer Bilanz des Jahres 1923 abzusehen, da die fortdauernde Geldentwertung sie vollkommen unübersichtlich und illusorisch gemacht hat.

Die Vermögensaufstellung am 1. Januar 1924 geschieht in Rentenmark, wie folgt:

Vermögen:

Einnahmen	M	Pf	Ausgaben	M	Pf
Bestand an Zeitschriften	1500	—	Außenstehende Rechnungen	1500	—
Bankguthaben	2108	54	Schulden an Vieweg	6060	08
Wertpapiere	500	—	Schulden an Barth	2288	80
Ausstehende Beiträge	200	—			
Kasse	2	08			
Inventar	300	—			
Vorräte an Papier	500	—			
Verlustvortrag	4738	26			
	9848	88		9848	88

Für 1925 wird der nachfolgende Voranschlag gegeben:

Einnahmen	M	Pf	Ausgaben	M	Pf
Mitgliedsbeiträge	30000	—	Verlustvortrag	1000	—
Stiftungen	17000	—	Zeitschrift für technische Physik	29000	—
			Zuschuß Physikalische Berichte	5000	—
			Büro, Porti, Drucksachen usw.	7000	—
			Sonstige Ausgaben	5000	—
	47000	—		47000	—

Für die Rechnungsprüfer Herrn Dr. F. Schröter und Dr. Simon, welch letzterer anstelle des verstorbenen Rechnungsprüfers Dr. F. Bergter vom Vorstande bestellt wurde, erstattet Herr Dr. F. Schröter den Bericht, wonach die Rechnungsprüfer alles in Ordnung gefunden haben. Er beantragt, dem Vorstand Entlastung zu erteilen, welchem Antrage die Versammlung stattgibt.

Zum nächsten Punkt der Tagesordnung beantragt der Vorsitzende Herr Dr. Gehlhoff die Beschlußfassung über den zweiten Halbjahresbeitrag 1924 der deutschen und österreichischen Mitglieder. Er schlägt einen solchen von 7,50 M. für die Groß-Berliner, 5,— M. für die auswärtigen Mitglieder und je das dreifache dieser Beiträge für Firmen und korporative Mitglieder vor. Der Antrag wird angenommen.

Für 1925 schlägt der Vorstand folgende Mitgliedsbeiträge vor: 20,— M. für Groß-Berliner Mitglieder, 15,— M. für auswärtige Mitglieder, $4^1/_2$ \$ für ausländische Mitglieder ohne Unterschied der Valuta und je die dreifachen Beiträge für Firmen und korporative Mitglieder. In Rücksicht darauf, daß ohne Beihilfe seitens der Industrie die Bilanzierung lediglich aus den Mitgliedsbeiträgen auch im nächsten Jahre nicht möglich sein dürfte, schlägt Herr Rohn eine Erhöhung der Mitgliedsbeiträge vor, und zwar auf 30.— M. bzw. 20,— M. Nach längerer Diskussion wird der Kompromißvorschlag des Schatzmeisters auf 25,— bzw. 18,— M., bzw. 5,— \$ seitens der Versammlung angenommen, mit der Maßgabe, daß halbjährliche Zahlung gestattet sein soll, und daß einer freiwilligen Erhöhung dieser Beiträge keine Schranken gesetzt sein sollen. Der Halbjahresbeitrag für 1924 wird im Oktober, der Jahresbeitrag für 1925 im Januar 1925 eingezogen.

Der Voranschlag für das Jahr 1925 ändert sich demgemäß, wie folgt:

Einnahmen	M	Pf	Ausgaben	M	Pf
Mitgliedsbeiträge	37000	—	Verlustvortrag	1000	—
Stiftungen	10000	—	Zeitschrift für technische Physik	29000	—
			Zuschuß Physikalische Berichte	5000	—
			Büro, Porti, Drucksachen usw.	7000	—
			Sonstige Ausgaben	5000	—
	47000	—		47000	—

Man sieht hieraus, daß die Gesellschaft trotz der erhöhten Beiträge immer noch auf Zuschüsse und freiwillige Beiträge angewiesen ist.

Als Ort der Jahrestagung und Hauptversammlung 1925 schlägt der Vorsitzende Danzig vor, wo gemeinsam mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft der Physikertag abgehalten werden soll. Es ist beabsichtigt, ein Schiff zu chartern und von Stettin nach Danzig gemeinsam hinüberzufahren. Geheimrat Orlich weist darauf hin, daß auch der Verband Deutscher Elektrotechniker seine Tagung im nächsten Jahre in Danzig abhalten wird. Es wird ins Auge gefaßt, daß die Physiker und Elektrotechniker die Tagung gemeinsam abhalten und die Zeit hierfür vereinbaren. Die Versammlung stimmt diesem zu.

Neuwahlen waren in dieser Hauptversammlung satzungsgemäß nicht vorzunehmen.

Der Vorsitzende teilt mit, daß die Ortsgruppe Göttingen Herrn Prof. Dr. Reich, die Ortsgruppe Rheinland Herrn Dr. Schmidt in den Beirat der Gesellschaft delegiert haben. Er schloß die Hauptversammlung in der Hoffnung auf eine weitere gedeihliche Entwicklung der Gesellschaft.

Am Freitag, nachmittags 7 Uhr, schloß der Vorsitzende die Jahrestagung mit dem Dank an alle Vortragenden und an die Mitglieder, sowie mit dem Wunsche, daß alle Beteiligten mit reichem Gewinn und neuen Anregungen zu frischer Arbeit zurückkehren und im nächsten Jahre recht zahlreich nach Danzig kommen.

gez. Dr. G. Gehlhoff, 1. Vorsitzender.   gez. Dr. K. Mey, Schatzmeister.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin-Wilmersdorf, Südwestkorso 58 part. r., Telephon-Nr. Rheingau 2784.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Ankündigung der Gesellschaftsitzungen für November und Dezember 1924.

Ort: Großer Hörsaal des Physikalischen Institutes der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berliner Str. 172.

Freitag, den 7. November 1924, abends $7^1/_2$ Uhr:

Herr Groß, Greifswald: „Geometrische Zusammenhänge zwischen Deformationsvorgang und Rekristallisationsstruktur“.

Freitag, den 21. November 1924, abends $7^1/_2$ Uhr:

Gemeinsam mit der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft:

1. Herr Zocher, Berlin: „Versuche über das Zustandekommen des Glanzeindruckes“ (mit Vorführungen).
2. Herr Skaupy, Berlin: „Fortschritte auf dem Gebiete der Wolframbogenlampen“.
   1. Eine Einheitslampe für Gleich- und Wechselstrom.
   2. Die Wolframbogenlampe zur Erzeugung von Wechselstrom (elektrische Schwingungen) an Gleichstromnetzen und die Verwendung dieser Lampen in der Beleuchtungstechnik.
   3. Wolframlampen als Gleichrichter.

Freitag, den 5. Dezember 1924, abends $7^1/_2$ Uhr:

1. Herr H. Schulz, Berlin: „Bau und Anwendung der Refraktometer“.
2. Herr Miethe, Berlin: „Über die Bildung von Gold aus Quecksilber“ (mit Demonstrationen).

Nach gemeinsamen Versuchen mit Herrn Stammreich.

Freitag, den 19. Dezember 1924, abends $7^1/_2$ Uhr:

Herr Hopmann, Bonn a. Rh.: „Die Temperatur der Fixsterne“.

Ort der zwanglosen Nachsitzungen: Spatenbräu.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:

Herr Dr. Fritz Koref, Berlin-Charlottenburg, Gutenbergstraße 9 (Studiengesellschaft).

Anstelle von Herrn Prof. Dr. H. Hahn, Berlin W. 35, Potsdamerstr. 120, tritt Herr Direkt. Hans Matthée, Berlin W. 35, Potsdamerstr. 120 (Staatliche Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht) in die Gesellschaft ein.

Firma Österreichisch-Ungarische Optische Anstalt C. P. Goerz, G. m. b. H., Wien X/1, Sonnleithnergasse 5.

Seitens des Herrn Dr. L. Hochheim, Heidelberg:

Herr cand. math. et. phys. Albert Kapp, Heidelberg, Luisenstraße 2 IV.

Seitens des Herrn Dr. W. Rohde, Häusern b. St. Blasien:

Herr Dr. Gotthard Fischer, Studiengesellschaft Audion, Häusern b. St. Blasien, Schwarzwald.

Herr Dr. Erich Zepler, Studiengesellschaft Audion, Häusern b. St. Blasien, Schwarzwald.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Ing. Emil Baber, Siemensstadt, Schulstr. 9a, jetzt Berlin, Utrechterstraße 30/31.

Herr Dr. Walter Birnbaum, Charlottenburg, Kaiserin Augusta-Allee 25, jetzt Charlottenburg 1, Ilsenburgstraße 37.

Herr Dr. W. Busse, Heidelberg, Phys. Inst. der Techn. Hochschule, jetzt München, Schellingstr. 109 II.

Herr Dr. Esser, Studienassessor, Sterkrade, Dorstenerstraße 174, jetzt Castrop, Bochumerstraße 7.

Herr Dr. phil. Fritz Fischer, Berlin SW. 11, Hallesches Ufer 26, jetzt Berlin Steglitz, Siemensstraße 78 III.

Herr Dr.-Ing. Wilhelm Fischer, Kochel am See (Oberbayern), Postfach 69, jetzt Berlin-Tempelhof, Moltkestraße 12 II l.

Herr Dr. W. Frey, Obernburg a. M., b. Aschaffenburg, jetzt Mülheim (Ruhr)-Broich, Kattenberg 85.

Herr Prof. Dr. E. Grüneisen, Charlottenburg, Berlinerstraße, jetzt Charlottenburg, Marchstraße 25 I.

Herr Prof. C. Th. Wilhelm Hoff, Berlin-Cöpenick, Gutenbergstraße 2, jetzt Deutsche Versuchs-Anstalt für Luftfahrt, Adlershof.

Herr Dr. phil. W. Hofmann, Leipzig, Kronprinzstr. 18, jetzt Rudolstadt in Thür., Phönix-Röntgenröhrenfabriken A.-G.

Herr Dr. August Klemm, Jena, Talstraße 24, jetzt Jena, Magdelstieg 8 II.

Herr Dr. Kühle, Mannheim, L. 11, 25, jetzt Berlin-Friedrichshagen, Seestraße 53.

Herr Dr. phil. nat. Hans Kuppenheim, Rudolstadt in Thür., Phönix-Röntgenröhrenfabriken A.-G., jetzt Frankfurt a. M., in Fa. Veifa-Werke A.-G., Leipzigerstraße 36.

Herr Prof. M. Lapirow-Skoblo, Moskau, Bolschaja Dmitrowka, Haus 9, Wohnung 15, jetzt Moskau, Bolschaja Dmitrowka 9, kw. 15.

Herr Dr. F. Lauster, Berlin-Johannisthal, Sternplatz Nr. 6, jetzt Berlin-Charlottenburg, Kaiserdamm 86.

Herr Dr. Albert Lotz, Charlottenburg, Tegelerweg 99, jetzt Berlin-Siemensstadt, Rohrdamm 51.

Herr Dr.-Ing. Harald Müller, Dresden-A. 27, Bernhardstraße 96, jetzt Dresden-A. 27, Kaitzerstraße 79.

Herr Dr. Carl Nerz, Frankfurt a. M., Hanauer Landstr. 6, jetzt Frankfurt a. M., Hellhofstraße 3.

Herr Prof. H. Oberth, Schässburg-Sighisoara (Rumänien), Albertstr. 20, jetzt Würzburg, Frühlingstr. 15½ I.

Herr H. Plaut, Lichterfelde-West, Ziethenstr. 1, jetzt Berlin W. 15, Xantener Str. 7 IV.

Herr Dr. Fritz Reinhardt, Wien XIX, Grinzingerstr. 5, jetzt Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 86 I.

Herr Dr. Hans Rochow, Physiker, Neubrandenburg, Katharinenstraße 17, jetzt Berlin-Tempelhof, Wolframstraße 2 I l.

Herr Dr. W. Rohde, Häusern b. St. Blasien, Studiengesellschaft Audion, jetzt Nürnberg, Findelwiesenstraße 17 I.

Herr Dipl.-Ing. Ludwig Schneider, Frankfurt a. M., Leipziger Str. 63, jetzt Berlin NW., Hansa-Ufer Nr. 5.

Herr Dr. Franz Skaupy, Berlin O., Ehrenbergstraße 11/14, jetzt Berlin-Lichterfelde, Paulinenstraße 27.

Herr Dr. Willy Wolff, Berlin NW. 23, Klopstockstr. 10, jetzt Charlottenburg IV, Königsweg 30 bei Mundt.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Deutsche Glastechnische Gesellschaft.

Glastechnische Tagung in Dresden.

Die rege Teilnahme und beifällige Beurteilung, welche die am 23. Mai d. Js. in Berlin abgehaltene Tagung der „Deutschen Glastechnischen Gesellschaft" in den Kreisen der Glasindustrie gefunden hat, veranlaßt den Vorstand der Gesellschaft, im laufenden Geschäftsjahr eine gleichartige zweite Zusammenkunft zu veranstalten. Als Ort der Tagung wurde auf Wunsch zahlreicher Glasindustrieller Sachsens und der Lausitz diesmal Dresden gewählt.

Freitag, den 28. November 1924,
werden in der Technischen Hochschule zu Dresden

eine Reihe von Vorträgen mit Lichtbildern gehalten, über welche die nachstehende Aufstellung Einzelheiten bringt. Im Gegensatz zu der Berliner Tagung sollen hierbei eine größere Anzahl von Referenten zu Worte kommen bei kurzer Sprechdauer.

Bei der Einteilung des vorzutragenden Stoffes ist fürsorglich darauf Bedacht genommen worden, die verschiedensten Fachgebiete wie Physik, Chemie, Ofenbau, Wärmewirtschaft und Maschinentechnik zu berücksichtigen. Dadurch soll die Gemeinschaftsarbeit des Ingenieurs, Naturwissenschaftlers, Praktikers und Gelehrten im Dienste der Industrie zum Ausdruck kommen.

Die Tagung ist als ein Meinungsaustausch auf dem Boden der Glastechnik gedacht, ohne irgendwelche gesellige Veranstaltung.

A. Sitzung der Fachausschüsse.

Donnerstag, den 27. November 1924, nachmittags 4 Uhr

im Hotel Continental (gegenüber dem Hauptbahnhof). Zur Teilnahme berechtigt sind nur besonders geladene Mitglieder der D. G. G.

B. Vortragsfolge.

Freitag, den 28. November 1924, Beginn vormittags 10 Uhr in der Technischen Hochschule Dresden.

1. Dr.-Ing. W. Friedmann, Frankfurt a. M.: „Geblasene Gaserzeuger".
2. Chemiker K. Hesse, Penzig: „Mikroskopische Struktur der Oberfläche mattierter Gläser".
3. Ingenieur H. Knoblauch, Freiberg in Sa.: „Bau und Wesen eines neuen Vielflammen-Hafenofens".
4. Geh. Rat Dr. K. Wendler, Berlin: „Vollautomatisches Glasblasen".
5. Ingenieur Fox Maule, Ingelstad: „Messungen hoher Gastemperaturen zwecks richtiger Bemessung der Ofenelemente".
6. Geh.-Rat Dr. Cramer, Cottbus: „Der Glasbläserstar und seine Verhütung".
7. Oberingenieur O. Graf, Stuttgart: „Beobachtungen über die Elastizität und Festigkeit von Glas".
8. Prof. Dr. W. Eitel, Königsberg: „Der physikalisch-chemische Zustand des Glases".
9. Prof. Dr. G. Gehlhoff, Weißwasser: „Über maschinelles Röhrenziehen".

Änderungen und Reihenfolge der Vorträge vorbehalten.

Eintrittskarten, die zur Teilnahme an der Tagung berechtigen und nur auf den Namen ausgestellt werden, sind zum Preis von 10,— R.-M. (für Mitglieder der D. G. G. 5,— R.-M.) durch die Geschäftsstelle der D. G. G., Frankfurt a. M., Gutleutstraße 8, erhältlich und werden gegen Voreinsendung des Betrages auf das Postscheckkonto der Gesellschaft, Frankfurt a. M., Nr. 55606, zugestellt.

Lichttechnische Gesellschaft Karlsruhe.

Bericht über die Sitzung am 18. März 1924.

Der Vorsitzende, Professor Dr. Teichmüller, berichtet über die vor 14 Tagen vom „Technischen Vortragswesen" der Stadt Leipzig veranstalteten Vortragskurse über Lichttechnik, an denen er mit anderen Mitgliedern der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft als Vortragender teilgenommen habe. Er begrüßt das Unternehmen, durch das in leichtverständlicher Form, aber mit wissenschaftlicher Zuverlässigkeit lichttechnische Kenntnisse in weitere Kreise getragen werden sollen. Er berichtet außerdem, daß die Internationale Lichtmeßkommission die Deutsche Lichttechnik eingeladen habe, Vertreter zu den bevorstehenden Verhandlungen nach Genf zu entsenden, die aber nicht als vollgültige Mitglieder, sondern nur als „observes" gelten sollten. Selbstverständlich werde die Deutsche Lichttechnik eine solche Einladung ablehnen. Die Versammlung schließt sich ihrerseits einstimmig dieser Ansicht an. Endlich verliest der Vorsitzende ein Glückwunschtelegramm an die neugegründete Österreichische Lichttechnische Gesellschaft. Darauf erteilt er Herrn Dipl.-Ing. L. Schneider das Wort zu seinem Vortrage „Physiologische Betrachtungen zur Beurteilung von Beleuchtungsanlagen".[1]) In der an den Vortrag sich anschließenden Besprechung unterzieht Prof. Teichmüller die Normen des V. D. E. einer ernsten Kritik. Wenn in den Normen gesagt werde, daß zur Beurteilung der Beleuchtung die Beleuchtungsstärke auf wagrechten und senkrechten Flächen (und weiter nichts) diene, so passe dieser Satz ganz gewiß nicht mehr in unsere heutigen Anschauungen, denn wir wüßten, daß die Beleuchtung noch nach vielen anderen Umständen beurteilt werden müsse; das Physiologische als eine Grundlage für die Lichttechnik müsse vielmehr in den Vordergrund treten. — Dr. Spuler vergleicht die direkte oder vorwiegend direkte Beleuchtung von Innenräumen mit der indirekten; er hält auch vom Standpunkte des Augenarztes die direkte Beleuchtung im allgemeinen für vorteilhafter, weil die bei dieser Beleuchtungsart erzielte Verteilung von Licht und Schatten besseres körperliches Sehen ermögliche, als die tote Gleichmäßigkeit der ganz indirekten Beleuchtung. — Prof. Eitner verteidigt gegenüber dem Vorsitzenden die Normen des V. D. E., von denen man nicht allzuviel, insbesondere nicht zu viele Einzelheiten verlangen dürfe, da sie nur Anhaltspunkte geben sollen.

In einem Schlußwort drückt der Vorsitzende seine Ansicht noch einmal dahin aus, daß die Physiologie des Gesichtssinnes von den Lichtingenieuren viel mehr beachtet und ihre Forschungsergebnisse viel mehr in die Lichttechnik herübergeholt und zur Grundlage gemacht werden müßten, als es bisher geschehen sei. In dieser Richtung arbeite das von ihm geleitete Lichttechnische Institut seit seiner Gründung. Die Bedeutung des Physiologischen für die Lichttechnik müsse auch in den Normen des V. D. E. mehr zum Ausdruck kommen. Er begrüßt den Vortrag als ein erfreuliches Zeichen der Entwicklung in dieser Richtung.

---

[1]) Abgedruckt auf S. 468 des Oktober-Heftes.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



Zeitschrift für technische Physik

1924 — Fünfter Jahrgang — Nr. 12

INHALT:

Auf Beschluß der Hauptversammlung am 23. September ds. Js. in Innsbruck wurde der Jahresbeitrag für das Jahr 1925 wie folgt festgesetzt:

Groß-Berliner Mitglieder . .	M. 25,—
Auswärtige Mitglieder . . .	M. 18,—
Ausländische Mitglieder . .	$ 5,—

oder den in der betreffenden Landeswährung umgerechneten Betrag.

Für Firmen und korporative Mitglieder gilt das dreifache dieser Beträge.

Es wird gebeten, obige Beiträge baldmöglichst auf unser Postscheckkonto Berlin Nr. 28765, oder auf unser Konto bei der Dresdener Bank Wechselstube K 2, Berlin-Wilmersdorf Südwestkorso zu überweisen. Die Beitragszahlung kann in zwei Halbjahresraten erfolgen; jedoch ist zur Vereinfachung Zahlung des ganzen Jahresbeitrages erwünscht.

Die Beiträge sind im Januar 1925 fällig. Bis zum 31. Januar 1925 nicht eingegangene Beiträge werden satzungsgemäß durch Postauftrag eingezogen.

Es wird an die Zahlung der rückständigen zweiten Halbjahresbeiträge 1924 erinnert.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik.

Dr. G. Gehlhoff, 1. Vorsitzender.

Vorträge, gehalten auf der 88. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte in Innsbruck.

Zur Frage der Verwendung kurzer elektrischer Wellen in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie.

Von A. Esau.

Inhalt: Die nachstehende Arbeit gibt einen Überblick über die Entwicklung der kurzen Wellen, ihre besondere Eigentümlichkeiten und ihre Verwendungsmöglichkeit im drahtlosen Verkehr.

Seit dem 17. Juli 1924 hat Nauen als erste der bestehenden drahtlosen Stationen eine Welle von 70 m in den kommerziellen Verkehr mit Buenos Aires eingesetzt und kurze Zeit später ist ihm die französische Station St.-Assise gefolgt. Damit haben die kurzen Wellen ihren Einzug in die Großstationen gehalten und sich einen Platz neben den langen Wellen gesichert, der in der Zukunft ein außerordentlich wichtiger zu werden verspricht. Wenn man sich vorstellt, daß für den Weitverkehr auf langen Wellen mehrere 100 Kilowatt Energiebedarf erforderlich waren, während die kurzen nur einen ganz geringen Bruchteil hiervon benötigen, so liegt selbst unter der Einschränkung, daß sie zurzeit nur während der Nachtzeit benutzt werden können, vom wirtschaftlichen Standpunkt aus ihre Bedeutung klar zutage.

Auch noch nach einer anderen Richtung, der Schnelltelegraphie, hin bieten sie ungeahnte Möglichkeiten der Entwicklung, die bei den langen Wellen seit Jahren angestrebt, aber nicht in vollem Umfang verwirklicht worden sind. Die Ursachen hierfür liegen teils in der Länge der Wellen selbst, teils in den atmosphärischen Verhältnissen, Ursachen, die bei den kurzen Wellen entweder gänzlich fortfallen oder aber von wesentlich geringer Bedeutung sind.

Die kurzen Wellen werden die langen und die starken Großstationen auch in der Zukunft nicht überflüssig machen, wohl aber für gewisse Zeiten und Verkehrsstränge eine sowohl vom wirtschaftlichen als auch vom Standpunkt des höchsten Schnellbetriebes aus sehr wertvolle Ergänzung darstellen.

a) Historische Entwicklung.

An der bisherigen Entwicklung der kurzen Wellen haben die Amateure, besonders die amerikanischen, ein unbestreitbares Verdienst. Sie haben als erste durch eine Reihe von Versuchen, die sich zunächst nur auf das amerikanische Festland erstreckten, dann aber sehr bald über den Atlantischen Ozean nach Europa ausgedehnt wurden, den Nachweis erbracht, daß die Überbrückung großer Entfernungen zur Nachtzeit mit sehr kleinen Energiebeträgen möglich ist. Die bei diesen Versuchen verwendeten Sende- und Empfangsanordnungen sind zum Teil auch heute noch bei höheren Anforderungen anwendbar und zielen beispielsweise beim Sender schon auf die Herstellung einer ausreichenden Konstanz der Welle hin. In bezug auf die zur Ausstrahlung gebrachte Energie stehen die im Besitz von Amateuren befindlichen Sender allerdings weit hinter den im kommerziellen Betrieb befindlichen oder für ihn in Aussicht genommenen zurück, was zurückzuführen ist einmal auf die über die finanziellen Kräfte des einzelnen hinausgehenden Anlage- und Betriebskosten und andererseits auf behördliche Maßnahmen der einzelnen Länder.

b) Sendeseite.

Für die Erzeugung kurzer elektrischer Wellen sind bisher eine Reihe von Methoden angewendet worden, die entweder gedämpfte, modulierte oder rein ungedämpfte Schwingungen liefern. Den beiden ersten Arten, die besonders von Amateuren benutzt worden sind, dürfte eine längere Lebensdauer nicht beschieden sein, da sie eine volle Ausnutzung der Empfangsmittel sowohl in bezug auf Verstärkung als auch Selektion nicht zulassen und infolge ihrer Dämpfung einen unnötig breiten Raum im Wellenspektrum einnehmen. Es bleiben also nur übrig die rein ungedämpften, die zurzeit aber noch den Nachteil einer für Schnellbetrieb nicht ausreichenden Wellenkonstanz besitzen, der aber zweifellos in absehbarer Zeit behoben sein dürfte.

Auch die weitere Aufgabe, für den kommerziellen Verkehr Sender von 20 kW und mehr zu bauen, ist der Lösung nahe.

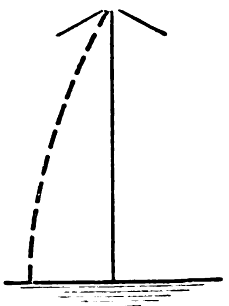


Abb. 1. Antenne erregt in $^1/_4$ Wellenlänge.

Bei den Kurzwellenstationen tritt in neuester Zeit die Form des Luftleiters mehr und mehr in den Vordergrund, die, wenn auch erst im Anfang der Entwicklung stehend, vermutlich in hohem Maße auf die Reichweite des Senders von Einfluß sein wird. Im einfachsten Falle, solange eine normale Antenne, ein gerader Draht, in $^1/_4$ Wellenlänge schwingt (Abb. 1), erhalten wir für ihre

Strahlung in einer zur Erdoberfläche senkrechten Ebene eine Charakteristik, die durch zwei sich in o berührende Halbkreise dargestellt wird und angenähert darstellbar ist durch eine Gleichung von der Form

$$R = a \cos \varphi .$$

Hierbei bedeutet φ den Elevationswinkel (Abb. 2).

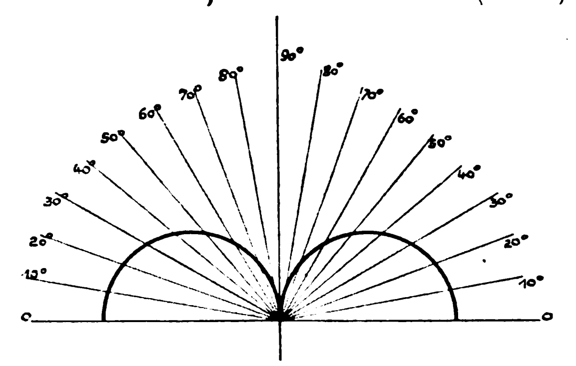


Abb. 2. Vertikales Strahlungsdiagramm einer in $^1/_4\ \lambda$ erregten Antenne.

Die Strahlung ist also am stärksten in der Horizontalebene, nimmt mit wachsendem Winkel φ entsprechend der Gleichung ab und wird in Verlängerung der Antenne ($\varphi = 90^0$) gleich Null. Es strahlen also die bisher bei längeren Wellen benutzten Luftleiter vornehmlich parallel zur Erdoberfläche. Erregt man aber die Antenne derart, daß auf ihr an Stelle einer Viertelwellenlänge eine ganze liegt (Abb. 3), so erhält man eine von der

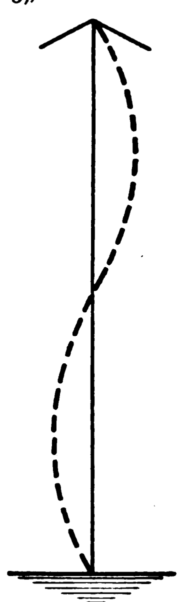


Abb. 3. Antenne erregt in 1 Wellenlänge.

obigen ziemlich abweichende Charakteristik, bei der horizontal nichts mehr ausgestrahlt wird. Die Hauptstrahlungsrichtung liegt hier bei einem Elevationswinkel von etwa 30^0, der sich, wie in einer demnächst erscheinenden Untersuchung nachgewiesen werden wird, als abhängig von der Erregungsart erweist (Abb. 4).

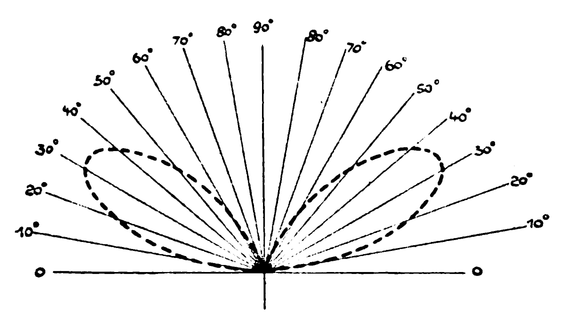


Abb. 4. Vertikales Strahlungsdiagramm einer in $^1/_4\ \lambda$ erregten Antenne.

Die bisher vorliegenden Versuchsergebnisse mit nicht mehr in der Viertelwellenlänge erregten Antennen sind außerordentlich zufriedenstellend, können aber noch nicht als ausreichend für eine vollständige Klarstellung dieser Frage angesehen werden.

In bezug auf die Horizontalebene (Erdoberfläche) sind die von den Amateuren benutzten Luftleiteranordnungen wie auch der gerade Draht unabhängig von der Art ihrer Erregung als nach allen Richtungen gleich stark strahlend anzusehen. Ganz ähnlich wie schon früher bei längeren Wellen hat man auch hier Versuche unternommen, die Energie mehr oder weniger nach einer bevorzugten Richtung auszustrahlen, um in ihr eine größere Reichweite zu erzielen und andere Raumpartien weniger zu stören.

Zu diesem Zweck lassen sich grundsätzlich zwei prinzipiell voneinander verschiedene Anordnungen zur Anwendung bringen: Richtwirkung durch Kombination von Antennen und Spiegelung.

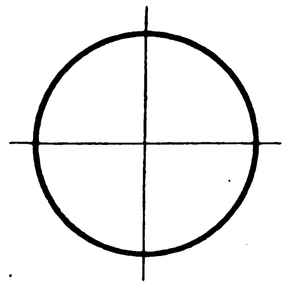


Abb. 5. Horizontales Strahlungsdiagramm einer Vertikalantenne.

Die erste der beiden Methoden, die auf dem Empfangsgebiet eine vielseitige und sehr erfolgreiche Anwendung gefunden hat, beruht darauf, daß durch Kombination zweier in passendem Abstand voneinander aufgestellten und mit richtiger Phase schwingenden Luftleitern eine Richtwirkung

erzielt werden kann. Während die Richtcharakteristik jeder einzelnen durch einen Kreis um den Fußpunkt dargestellt werden kann (Abb. 5), ergibt

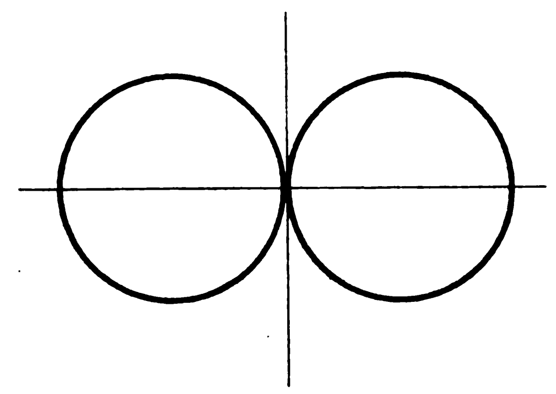


Abb. 6. Horizontales Strahlungsdiagramm zweier kombinierter Antennen.

die Hinzunahme einer zweiten unter den gemachten Voraussetzungen die Charakteristik der Abb. 6, bei

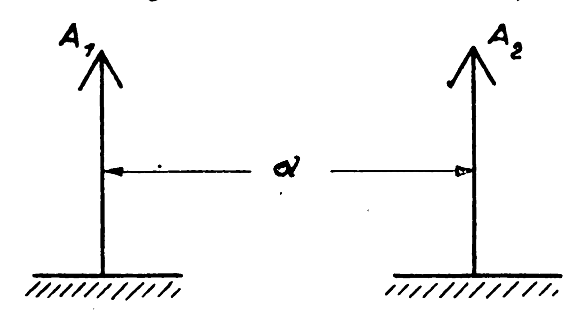


Abb. 7. Antennenkombination zum gerichteten Senden.

der in Richtung der Verbindungslinie (Abb. 7) die Maximalstrahlung erfolgt, während senkrecht dazu

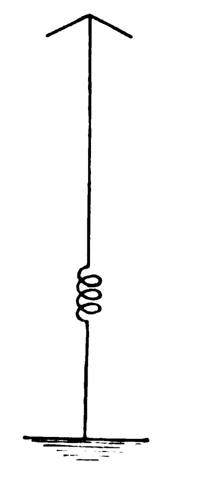


Abb. 8. Einzelantenne der Hohlspiegelanordnung.

nichts ausgestrahlt wird. Die von einem Luftleiter am Empfangsort erzeugte Feldstärke ergibt bei Doppelanordnung in ihrer Hauptstrahlrichtung je nach dem gewählten Abstand und der Wellenlänge im Maximum den zweifachen Betrag, d. h. im Telephon nahezu die vierfache Lautstärke.

Während diese Methode bei allen Wellenlängen in gleichem Maße anwendbar ist, versagt die jetzt näher zu beschreibende Spiegelung schon bei Wellen von wenigen Hundert Metern infolge der

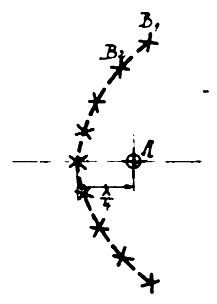


Abb. 9. Parabolische Anordnung zum gerichteten Senden.

praktisch nicht mehr herstellbaren Spiegeldimensionen. Sie beruht darauf, daß die strahlende Antenne im Brennpunkt eines parabolischen Hohlspiegels aufgestellt wird, der aus einem Metallschirm besteht, wie ihn H. Hertz bei seinen berühmten Versuchen mit elektrischen Wellen zuerst verwendet hat, oder aber, wie in einer An-

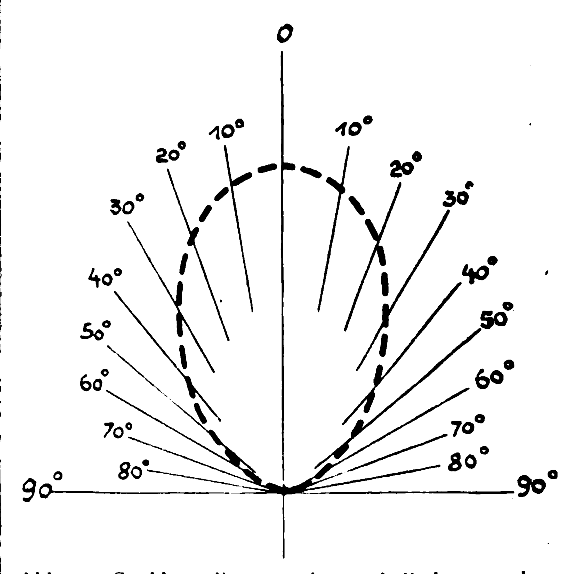


Abb. 10. Strahlungsdiagramm der parabolischen Anordnung.

ordnung der Marconi-Gesellschaft, aus einer großen Zahl von auf die Sendewellen abgestimmten Einzelantennen (Abb. 8) von etwa der gleichen Höhe wie die der erregten, deren Fußpunkt auf einer Parabel liegt (Abb. 9). Eine solche Vorrichtung konzentriert die ausgestrahlte Energie wesentlich in einer Richtung, und zwar ergibt sich eine Verteilung der Strahlung etwa wie in Abb. 10, die zum Unterschied der vorhin beschriebenen Anordnung einseitig ist. Die

Konzentration der Energie hängt wesentlich ab von der Anzahl der Einzelantennen, und zwar ist sie um so vollkommener, je größer sie gemacht wird. Verkleinert man ihre Zahl, so ergibt die Charakteristik wieder eine Rückstrahlung nach hinten, und zwar in um so stärkerem Maße, je geringer die Zahl der Drähte genommen wird. In ganz ähnlicher Weise wirkt eine nicht sorgfältig ausgeführte Abstimmung der Einzelantennen auf die Senderwelle. Diese nur bei kurzen Wellen anwendbare Methode hat ebenfalls ausgezeichnete Resultate geliefert. Es erscheint aber zurzeit noch verfrüht, eine Entscheidung zugunsten der einen oder der anderen Anordnung zu treffen, da hierfür Erfahrungen noch nicht in ausreichendem Maße vorliegen.

c) Die Empfangsseite.

Im Gegensatz zu den neuzeitlichen Empfangsanordnungen für transatlantischen und kontinentalen Verkehr, die sich infolge der immer steigenden Anforderungen allmählich zu äußerst komplizierten Gebilden entwickelt haben, kommt man beim Kurzwellenempfänger zurzeit noch mit den einfachsten elektrischen Schaltungen zum Ziel. Das liegt einmal daran, daß man am Empfangsort infolge der günstigen Übertragungsverhältnisse bei kurzen Wellen erheblich größere Feldstärken zur Verfügung hat als bei langen, dann aber auch an den weniger hohen Ansprüchen in bezug auf die Selektivität gegen fremde Störer und atmosphärische Störungen. Man kann also schon jetzt voraussehen, daß auch hier in der Zukunft höheren Anforderungen entsprechend die Anwendung umfangreicherer Mittel nicht zu umgehen sein wird.

Als Empfangsantennen kommen die normalen Luftleiter in Betracht, wie L- und Schirmantennen. Auch senkrecht hochgeführte Empfangsdrähte sind mit gutem Erfolg angewendet worden. Ihnen vorzuziehen sind Antennen vom Beveragetyp (Abb. 11),

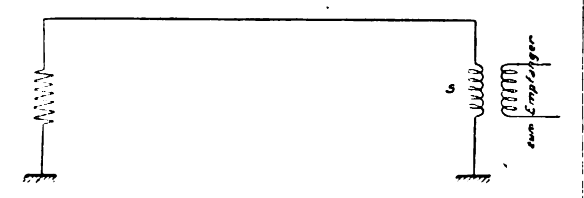


Abb. 11. Gerichtete Empfangsantenne (Beveragetyp).

deren Längenabmessungen etwa gleich den aufzunehmenden Wellenlängen zu wählen sind und deren Abstand vom Boden wenige Meter nicht zu übersteigen braucht. Das dem Sender zugewandte Ende ist über einen Widerstand zu erden, dessen Größe annähernd dem Wellenwiderstand entsprechen sollte, der für eine Antenne von 100 m Länge etwa 300 bis 500 Ohm beträgt. Das dem Sender abgewandte, ebenfalls geerdete Ende enthält die Kopplungsspule zum Empfänger (Abb. 12). Da diese Antennenform eine einseitige, scharf ausgeprägte Richtwirkung besitzt, so ist der Draht in Richtung auf die Sendestation zu legen.

Für den Empfang der kurzen Wellen lassen sich selbstverständlich auch Rahmenantennen verwenden, deren Windungszahl entsprechend den

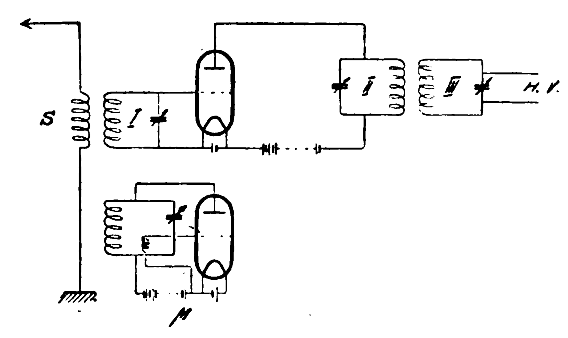


Abb. 12. Ankopplung des Empfängers an die Beverageantenne.

höheren Frequenzen natürlich kleiner gewählt werden muß als bei längeren Wellen.

Die Vorteile der gerichteten Antennen liegen auch hier in der Ausscheidung von fremden Störwellen, die aus einer anderen Richtung als die der zu empfangenden Wellen kommen, und der geringeren Einwirkung atmosphärischer Störungen.

In ganz ähnlicher Weise wie bei den Empfangsantennen für lange Wellen, bei denen man in der neueren Zeit eine Abstimmung vermeidet und unabgestimmt arbeitet, ist man auch bei kurzen Wellen zu dem gleichen Prinzip übergegangen, das hier in noch viel höherem Maße wesentlich zur Vereinfachung der Schaltung und der Bedienung beiträgt.

Der Empfänger selbst besteht in seiner einfachsten Form, die auch heute noch allen Anforderungen in bezug auf Lautstärke und Störungsfreiheit entspricht, aus einem abgestimmten Kreis, der mit Gitter und Kathode eines in Rückkopplungsschaltung arbeitenden Audions verbunden ist, dem je nach Bedarf Niederfrequenzverstärker hinzugefügt werden.

Bei höheren Anforderungen in bezug auf Störungsfreiheit muß man jenes einfache Schaltungsprinzip verlassen und zur Frequenztransformation übergehen, die sich beim Empfang längerer Wellen schon seit längerer Zeit ausgezeichnet bewährt hat.

Durch das Zusammenwirken der ankommenden Frequenz mit einer lokal erzeugten (Überlagerer) wird zunächst eine Schwebungsfrequenz von mehreren 10000 Schwingungen pro Sekunde erzeugt, die dann auf den Gitterkreis eines mehrstufigen Hochfrequenzverstärkers wirkt und nach erfolgter

Verstärkung mittels eines zweiten Überlagerers auf den Schwebungston von etwa 1000 gebracht wird. Diese Anordnung zeichnet sich durch einen hohen Grad von Störungsfreiheit aus und umgeht in sehr eleganter Weise die Schwierigkeiten, die sich der direkten Hochfrequenzverstärkung bei den in Frage kommenden kurzen Wellen entgegenstellen und die sich bisher trotz großer Anstrengungen nicht haben vollkommen überwinden lassen. Hinter diese Zwischenfrequenzverstärker lassen sich natürlich im Bedarfsfall Niederfrequenzverstärker anschalten und außerdem noch weitere niederfrequente Selektionsmittel.

Vorderhand aber ist die Anwendung dieser hochselektiven Empfänger noch nicht in vollem Umfange möglich, da die Konstanz der Kurzwellensender hierfür nicht ausreicht. Da aber beträchtliche Verbesserungen nach dieser Richtung in der nahen Zukunft mit Sicherheit erwartet werden können, und außerdem bei der vermutlich starken Zunahme der Kurzwellenstationen das Problem der Störungsfreiheit sehr bald in den Vordergrund treten dürfte, so besteht kein Zweifel, daß diesem Empfänger ein großes Anwendungsgebiet zufallen wird. Die Weiterentwicklung der Empfangsanordnungen wird auch für den Bereich der kurzen Wellen die Bahnen einschlagen, die bei den längeren Wellen schon erfolgreich durchlaufen worden sind.

Das sehr günstige Verhältnis von Lautstärke zu Störungen beim Empfang kurzer Wellen eröffnet die besten Aussichten für die Verwirklichung eines Lieblingswunsches der drahtlosen Telegraphie, der so alt ist wie sie selbst, der Schnelltelegraphie, die bei den langen Wellen bisher praktisch noch nicht den Grad der Betriebssicherheit erreicht hat, der unbedingt für die Abwicklung des Verkehrs gefordert werden muß. Dies scheitert hier vor allen Dingen trotz aller bisher angewendeten Mittel an der immer noch zu starken Einwirkung der atmosphärischen Störungen und den geringen Feldstärken am Empfangsort. Hinzu kommen noch Schwierigkeiten, die bei den langen Wellen durch die großen Zeitkonstanten der abgestimmten Schwingungskreise verursacht werden, die selbst bei nicht mehr in Betracht kommenden atmosphärischen Störungen einer weitgehenden Steigerung des Telegraphiertempos entgegenstehen würden.

Bei kurzen Wellen sind störende Einwirkungen von dieser Seite her weniger zu befürchten, so daß Telegraphiergeschwindigkeiten von vielen hundert Worten pro Minute durchaus im Bereich des technisch Möglichen liegen. Derartige Leistungen setzen allerdings eine Konstanz der Senderwelle in der Größenordnung von 0,01 bis 0,03 $^0/_{00}$ voraus, die bisher noch nicht erreicht worden ist.

Das Anwachsen der Zahl der auf langen und mittleren Wellen arbeitenden Stationen hat zur Folge gehabt, daß es heute schon außerordentlich schwierig ist, neu hinzukommenden Sendestationen Wellenlängen zuzuweisen, die keine Störungen der bisherigen Verkehrsstränge hervorrufen. Ob man die Frequenzen zweier Stationen beispielsweise in dem Wellenbereich 10000 bis 30000 noch beträchtlich näher aneinanderlegen kann als mit einem Abstand von 200 Schwingungen, was heutzutage schon der Fall ist, erscheint bei der Störungsfreiheit moderner Empfangsanlagen theoretisch wohl möglich, dürfte aber auf Schwierigkeiten im Betrieb stoßen, die auf der in diesem Falle äußerst genauen Einstellung und Konstanthaltung der Senderwellenlängen beruhen.

Die Möglichkeit der Überbrückung großer Entfernungen mit kurzen Wellen schafft Platz für neue Stationen, und zwar in außerordentlich weitgehendem Maße. Rechnet man für den kleinsten Abstand zweier benachbarten Senderwellen 1000 Schwingungen, so würden sich in dem Wellenbereich von 99 bis 100 m, d. h. in dem Intervall von 1 m, 30 Sender einsetzen lassen, wobei allerdings die Voraussetzung gemacht worden ist, daß die Konstanz der einzelnen Wellen 0,02 $^0/_{00}$ nicht unterschreitet. Wenn diese Forderung auch zurzeit noch nicht erfüllt ist, so zeigt die obige Rechnung doch, daß im Gebiete der kleinen Wellen selbst bei einem viel weniger dichten Einsatz Platzmangel für neue Sender so leicht nicht eintreten dürfte.

d) Energieübertragung und Vorgänge im Raum zwischen Sender und Empfänger.

Bei den bisher im Verkehr über große Entfernungen üblichen Wellenlängen läßt sich die Intensität des vom Sender am Empfangsort erzeugten Feldes der Größenordnung nach durch die Austinsche Formel bestimmen. Bezeichnet man die Entfernung zwischen Sender und Empfänger mit r, die Wellenlänge mit λ, die effektive Höhe der Sendeantenne mit h und den in ihr fließenden Strom mit i, so ist die Feldstärke F in Mikrovolt pro Meter effektiver Höhe der Empfangsantenne am Empfangsort gegeben durch den Ausdruck

$$F = \frac{120\,\pi \cdot h \cdot i}{\lambda \cdot r}\, e^{-0{,}0015 \frac{r}{\sqrt{\lambda}}},$$

wobei allerdings der Einfluß der Erdkrümmung nicht berücksichtigt worden ist.

Nach dieser Formel ergibt sich für die Entfernung Nauen—Buenos Aires ($r = 12000$ km), einer effektiven Antennenhöhe in Nauen von $h = 170$ m, einer Antennenstromstärke von $i = 500$ A und der Wellenlänge $\lambda = 18$ km eine Feldstärke in Buenos Aires von etwa 3 Mikrovolt/m, die der Größenordnung nach übereinstimmt mit der an Ort und Stelle gemessenen.

Wendet man die obige Formel auf eine kurze Welle $\lambda = 100$ m an, wobei $h = 15$ m, $i = 4$ A angenommen wird, so errechnet sich eine Feldstärke von

$$F = 3{,}3 \cdot 10^{-24} \text{ Mikrovolt/m}.$$

Der Vergleich mit dem gemessenen Wert von mehr als 10 Mikrovolt/m ergibt nicht mehr wie bei den längeren Wellen eine Übereinstimmung der Größenordnung nach, sondern einen um 10^{24} zu kleinen Wert. — Die Formel hat also für die kurzen Wellen ihre Gültigkeit verloren.

Würde man in ihr den die Absorption der Welle bestimmenden Zahlenfaktor (0,0015) gleich Null setzen, d. h. die Annahme machen, daß die Energieübertragung ohne Verlust vor sich geht, so würde man für die Feldstärke den Wert

$$F = 10 \text{ Mikrovolt/m}$$

erhalten, der mit dem experimentell ermittelten in guter Übereinstimmung ist.

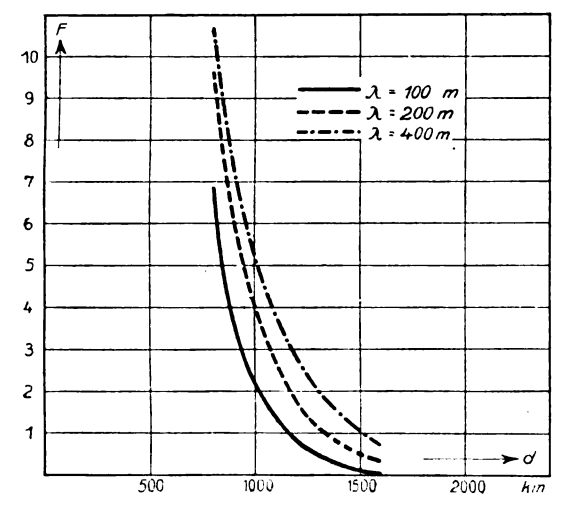


Abb. 13. Feldstärkenabnahme mit der Entfernung.

Die Energieübertragung muß also bei den kurzen Wellen in einer Weise erfolgen, die nicht mehr vereinbar ist mit den Voraussetzungen, die der Formel zugrunde liegen.

Aus dem bisher vorliegenden Beobachtungsmaterial läßt sich noch kein sicherer Schluß über die bei der Übertragung der kurzen Wellen mitwirkenden Faktoren ziehen. Es erscheint jedoch ziemlich wahrscheinlich, daß der in horizontaler Richtung sich fortpflanzende Energiebetrag sehr bald absorbiert wird und daher keinen Beitrag zu dem Felde am Empfangsort liefern kann. Man wird annehmen können, daß die nach der Austinschen Formel errechnete Feldintensität, die in der Abb. 13 für die Wellenlänge 100, 200 und 400 m als Funktion des Abstandes vom Sender aufgetragen worden ist, annähernd dem horizontal ausgestrahlten Energiebetrag entsprechen dürfte.

Für die Übertragung der Energie kommt also in erster Linie wohl der unter einem mehr oder weniger spitzen Winkel von der Antenne ausgestrahlte Energiebetrag in Frage, der durch Beugungseffekte an den Empfangsort gelangen wird. Diese Vorstellung würde die guten Resultate erklären, die mit Luftleitern erzielt worden sind, die diese Form der Strahlung besonders begünstigen. Da wir auch hier erst im Anfang der Entwicklung stehen, so läßt sich ein sicheres Urteil über die wirklichen Übertragungsvorgänge noch nicht abgeben.

Bei dem Vergleich der Feldstärken von langen und kurzen Wellen darf man natürlich nicht aus dem Auge verlieren, daß, unabhängig von der verschiedenen Übertragung der tatsächlich vom Sender ausgestrahlte Energiebetrag sehr zugunsten der kleinen Wellenlängen ausfällt. Bei einer effektiven Antennenhöhe von $h = 150$ m, einer Welle von 20 km und einer Stromstärke von 500 Ampere werden 22 Kilowatt ausgestrahlt, d. h. etwa 5% der Leistung, während bei kurzen Wellen von 15 m, mit effektiver Höhe von 15 m und einer Stromstärke von 5 Ampere etwa 1,6 Kilowatt Strahlungsenergie herauskommen, was ungefähr 30% der aufgewendeten ergibt.

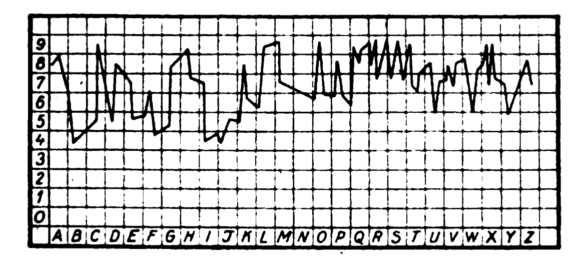
Die charakteristischsten Unterschiede zwischen langen und kurzen Wellen zeigen sich, wenn man die Intensität der Zeichen im Empfang über längere Zeiten beobachtet.

Es ist bekannt, daß eigentümliche Schwächeperioden bei langen Wellen vorkommen, die im Empfang mit ziemlicher Regelmäßigkeit auftreten und zwar immer fast genau zu den Zeiten, wo entweder am Sender oder am Empfangsort die Sonne aufgeht. Je länger die Welle, um so weniger stark der Energieabfall. Während beispielsweise bei einer Welle von 16 bis 18 km die Zeichen niemals vollkommen verschwinden, sinkt die Intensität schon bei einer Welle von 11 km unter die Hörbarkeitsgrenze. Zeitlich halten diese Zustände aber nicht lange an, so daß vielfach schon nach einer halben Stunde innerhalb weniger Minuten die volle Lautstärke wieder erreicht wird. Abgesehen von diesen vereinzelten regelmäßigen Störungen bleibt die Empfangsintensität während des Tages und der Nacht ziemlich konstant, wenn auch bei den Wellen von 11 km nachts eine größere Lautstärke als am Tage vorhanden ist.

Diese Verhältnisse ändern sich aber stärker, sobald man in das Wellengebiet von 1000 bis 10000 m kommt, wo die vorhin beschriebenen Erscheinungen in noch verstärktem Maße auftreten, außerdem aber noch unregelmäßige, mehr oder weniger häufige Schwankungen, besonders in den Nachtzeiten. Der Grad der Unregelmäßigkeiten scheint von der wechselnden Beschaffenheit der Atmosphäre abzuhängen.

In dem Wellengebiet von etwa 200 bis 1000 m werden die unregelmäßigen Schwankungen der Empfangsintensität besonders stark. Nicht nur verschwinden die Zeichen über einen Zeitraum von Sekunden bis zu einigen Minuten vollkommen, sondern sie treten auch in großer Häufigkeit auf.

Diese Erscheinungen wurden auch beim Arbeiten mit Wellen von 200 m von den Amateuren als sehr störend empfunden und hierauf gründete sich wohl auch zunächst das Vorurteil gegen die Verwendung ganz kurzer Wellen für den drahtlosen Verkehr.



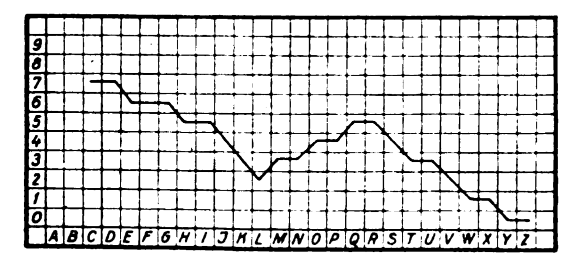


Abb. 14. Methode zur Beobachtung der Fadingeffekte.

Sobald man aber in das Gebiet von 100 m und darunter kommt, zeigt die Empfangsintensität ein gänzlich anderes Verhalten, das sich durch viel weniger tief eingeschnittene und seltener eintretende Schwächeperioden kenntlich macht, die außerdem noch den Vorteil besitzen, außerordentlich schnell abzulaufen.

Es ist deshalb hier mit den bisher üblichen Methoden nicht ohne weiteres möglich, ihre Stärke und Dauer festzulegen und man hat deshalb ein neues Beobachtungsverfahren (Abb. 14) entwickelt, das darin besteht, den Sender das Alphabet geben zu lassen und am Empfänger den Buchstaben zu notieren, der merklich schwächer durchkommt als die benachbarten. Aus der Telegraphiergeschwindigkeit ergibt sich dann ohne weiteres die Zeitdauer.

Zweckmäßiger bedient man sich für diese Versuche des Ondulators, der indessen schon größere Mittel erfordert und nicht überall angewendet werden kann. Eine auf diese Weise gemachte Aufnahme zeigt die Abb. 15.

Es ist vielfach behauptet worden, daß Schwächeperioden bei den ganz kurzen Wellen überhaupt nicht auftreten. Sie sind, wenn auch in viel geringerem Ausmaße, auch hier vorhanden, nur entziehen sie sich infolge ihrer Schnelligkeit und der geringen Intensitätsunterschiede sehr leicht der Beobachtung. Auch ist man nie sicher, ob nicht auch die Inkonstanz der Senderfrequenz mit verantwortlich für eintretende zeitweilige Schwächungen gemacht werden muß. Es bedarf nach dieser Richtung noch vieler Beobachtungen, ehe die wirklichen Verhältnisse mit absoluter Klarheit festgestellt werden können, wenngleich schon jetzt als sicher gelten muß, daß diese Erscheinungen bei den bisher beobachteten kurzen Wellen ganz erheblich weniger Störungen herorrufen, als bei längeren.

Beobachtet man die Schwächeperioden an zwei verschiedenen Orten, deren Enfernung gar nicht groß zu sein braucht (wenige 100 m), so findet man, daß ihr Eintritt an beiden Orten sehr häufig nicht gleichmäßig erfolgt und daß auch der Grad der Schwächung an beiden Stellen sehr verschieden sein kann.

Daß auch an dem gleichen Ort für zwei verschiedene Wellen etwas ganz ähnliches auftritt, ist durch eine Reihe von Beobachtungen festgestellt worden; sehr kleine Wellendifferenzen genügten bereits, um soviel zeitliche als auch stärkemäßige Unterschiede im Empfänger hervorzurufen.

Interessant ist ferner die Beobachtung des Verhaltens des Empfängers in verschiedenen Entfernungen vom Sender. In kleinen Abständen werden Schwächeperioden nicht beobachtet, desgleichen auch nicht in großen Entfernungen. Im Zwischengebiet indessen treten diese Erscheinungen auf, dessen Grenzen zurzeit noch nicht festgesetzt werden können, die aber zweifellos nicht nur von der Wellenlänge, sondern auch von der Beschaffenheit der Erdoberfläche und vor allen Dingen dem Zustand der Atmosphäre, insbesondere der höheren Luftschichten, abhängen. Nimmt man an, daß in der Nähe der Hauptsache nach die horizontal ausgestrahlte Energie, nicht aber die unter einem Winkel nach oben gestrahlte zur Geltung kommen kann, so hat man es mit einer einzigen Wellenart zu tun und

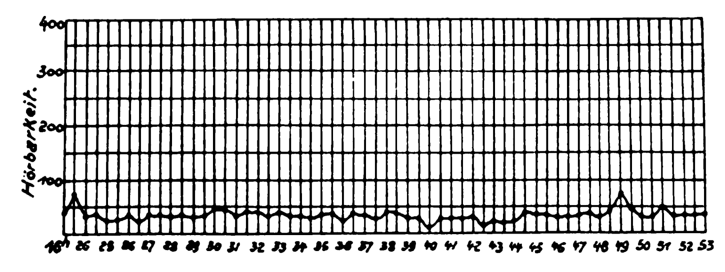


Abb. 15. Fadingeffektsbeobachtung mittels Undulator.



damit ist Gelegenheit zur Interferenz nicht gegeben.

Das gleiche gilt für große Entfernungen, wo die horizontral ausgestrahlte Energie bereits absorbiert worden ist und nur die Strahlung aus dem Raum übriggeblieben ist, die zunächst mit wachsender Entfernung vom Sender zunehmen wird. Im Zwischengebiet sind beide Kategorien vorhanden und hier ist also Interferenz möglich.

Inwieweit diese Vorstellung den wirklichen Vorgängen gerecht wird, läßt sich erst durch weiteres Beobachtungsmaterial feststellen. Sie stellt vorerst nur einen Versuch der Erklärung dar, für die gewisse Beobachtungen zu sprechen scheinen.

Gedämpfte kurze Wellen, die ebenfalls in den Kreis der Versuche gezogen worden sind, verhalten sich scheinbar in bezug auf Stärke und Zeitdauer der Schwächeperioden günstiger als ungedämpfte (Abb. 16), was vielleicht seine Ursache darin hat, daß die Bedingungen für das Eintreten der Interferenzen hierbei weniger vollkommen gegeben sind, als bei ungedämpften Wellen.

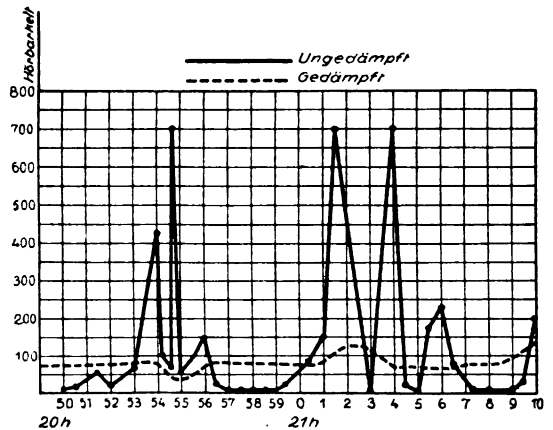


Abb. 16. Charakteristische Unterschiede der Fadingeffekte bei gedämpften und ungedämpften Wellen.

e) Störungen durch fremde Sender und atmosphärische Störungen.

Angesichts der Tatsachen, daß im Frequenzbereich der kurzen Wellen die Einsatzmöglichkeit von störungsfrei nebeneinander arbeitenden Sendern außerordentlich groß ist und zurzeit die Zahl der im kommerziellen Betrieb beschäftigten Stationen noch nicht zehn erreicht, könnte es scheinen, als ob besondere Maßnahmen zur Störbefreiung hier noch überflüssig seien. In Wirklichkeit aber haben, wie Beobachtungen des Verkehrs in dem in Frage stehenden Wellengebiet mit erschreckender Deutlichkeit zeigen, zahlreiche Amateurfunkstationen eine Reihe von Plätzen schon jetzt belegt, deren Zahl natürlich von Tag zu Tag weitersteigt.

Es erscheint deshalb schon heute geboten, diesen Verkehr einzuschränken und ausreichende Frequenzberichte für die Sender zu schaffen, die dem kommerziellen Verkehr zu dienen haben, nicht nur in Deutschland, wo das Senden an und für sich verboten ist, sondern vor allen Dingen in den Ländern, wo, wie beispielsweise in Amerika und England, die Zahl der Amateur-Sendestationen außerordentlich groß ist. Derartige Maßnahmen werden sich um so schwieriger durchführen lassen, je später sie getroffen werden. Gewisse Wellenbereiche könnten den Amateuren hierbei überlassen werden, die zweifellos ein großes Verdienst an der bisherigen Entwicklung gehabt haben, und auf deren Mithilfe man auch in der Zukunft bei der Untersuchung einer Reihe von Problemen angewiesen sein wird.

Außer dieser Maßnahme erweist sich noch eine weitere als dringend notwendig: Die Reinigung der bisherigen im drahtlosen Betrieb befindlichen Sender von Oberwellen.

Die laut gewordenen Klagen beziehen sich einmal auf die Oberschwingungen der noch im Betrieb befindlichen, mit Lichtbogen arbeitenden Stationen, die sowohl in Frankreich als auch in England beim Empfang von amerikanischen Kurzwellensendern außerordentlich störend in die Erscheinung getreten sind und den Wunsch nur allzu berechtigt erscheinen lassen, jene Sender aus dem Verkehr zu ziehen und durch andere nicht störende Systeme zu ersetzen. In Frankreich erhofft man durch die Auswechslung des Bogens in Lafayette (Bordeaux) gegen eine Hochfrequenzmaschine, die zurzeit durchgeführt wird, wesentlich günstigere Empangsbedingungen für kurze Wellen zu erhalten.

In bezug auf die deutschen Großstationen Nauen und Eilvese ist durch eine Reihe von Beobachtungen festgestellt worden, daß im Bereich des Frequenzgebietes der kurzen Wellen Oberwellen im allgemeinen überhaupt nicht vorhanden, oder aber so schwach sind, daß sie bei der für den Betrieb in Frage kommenden Empfangsintensität nicht störend in die Erscheinung treten können.

Wesentlich unangenehmer sind aber die Rundfunksender, die sehr zahlreiche und in ihrer Nähe außerordentlich kräftige Oberwellen besitzen. Auf den in der Umgegend von Berlin gelegenen Empfangsstationen konnten innerhalb eines Wellengebietes von 60—130 m nicht weniger als acht festgestellt werden, deren Intensität so groß ist, daß selbst starke Kurzwellensender, wie beispielsweise Paris, Rom und Nauen, entweder gar nicht oder nur andeutungsweise gehört werden können, solange die beiden Berliner Sender arbeiten. Da bei Telephonie außer der Trägerfrequenz auch noch die beiden Seitenbänder vorhanden sind, so haben wir es nicht nur, wie im Falle der Telegraphie, mit einer einzigen Störfrequenz zu tun, sondern mit störenden Frequenzbereichen.

Die Beseitigung dieser Störungen durch Einschalten von Zwischenkreisen beim Sender ist deshalb als eine dringende Aufgabe anzusehen, die gelöst sein muß bis zu dem Augenblick, wo ein wechselseitiger Verkehr auf kurzen Wellen beginnt, der andernfalls auf die größten Schwierigkeiten stoßen würde.

Wenn auch die obigen Maßnahmen zweifellos genügend Platz schaffen werden für den kommerziellen Verkehr, so würden doch über kurz oder lang allein schon durch die besonderen Anforderungen des Duplexbetriebes die Empfangseinrichtungen störungsfreier gemacht werden müssen. Der Weg dazu führt über die schon oben näher beschriebene Frequenztransformation, die um so schärfer ausnutzbar ist, je konstanter die Frequenz des Senders gemacht wird. Sie allein bestimmt hier in noch viel höherem Maße als bei den langen Wellen die im Empfänger anwendbare Selektion.

Die überraschend guten Empfangsresultate bei kurzen Wellen sind vielfach zurückgeführt worden auf das Nichtvorhandensein von starken atmosphärischen Störungen in dem betreffenden Wellenbereich. Diese Erklärung kann aber nicht als ausreichend angesehen werden, da auch bei kurzen Wellen bis herab zu 50 m — die Beobachtungen sind bisher nur bis zu dieser Länge durchgeführt worden — die Intensitäten der Luftstörungen zeitweilig durchaus nicht zurückstehen hinter den bei längeren Wellen vorkommenden.

Vergleicht man die atmosphärischen Störungen in den verschiedenen Frequenzbereichen, so findet man, daß im allgemeinen ihre Intensität mit der Welle zunimmt, solange es sich um Störungen handelt, deren Ursprungsort in großer Entfernung vom Empfänger zu suchen sein wird. Von derartigen Störungen wird man auf kürzeren Wellen weniger zu leiden haben, was die Erfahrungen der Praxis bestätigen. Störungen mehr lokaler Natur, wie sie bei Gewitterentladungen vorkommen, wirken vielfach genau in entgegengesetztem Sinne, derart, daß beispielsweise Wellen von 15 km Länge weniger beeinflußt werden, wo hingegen solche von einigen Kilometern und darunter sehr stark in Mitleidenschaft gezogen werden. Da nun während des Sommers diese lokalen Störungen stark in den Vordergrund treten, so wird man im Bereich der kurzen Wellen zeitweilig große Intensitäten erwarten müssen. In der Tat hat es sich auch gezeigt, daß selbst bei Wellen in der Gegend von 50—100 m gar nicht so selten atmosphärische Störungen auftreten, die sogar stärker sein können als die zur gleichen Zeit auf Wellen von 10 km und mehr beobachteten.

Abgesehen von der Intensität besteht aber zwischen langen und kurzen Wellen ein tiefgreifender Unterschied im zeitlichen Verlauf der Störungen. Während man auf den Wellen der Großstationen ein ununterbrochenes Brodeln feststellen kann, das von Zeit zu Zeit durch stärkere Einschläge überdeckt wird, hört man auf kürzeren Wellen in der Hauptsache nur die letzteren, während das Brodeln durch Pausen unterbrochen ist, die um so länger werden, je kürzer die Empfangswelle ist. Bei den ganz kurzen Wellen bleiben eigentlich nur noch die diskontinuierlichen Stöße übrig, die indessen ihrer Amplitude nach durchaus in die Größenordnung der bei langen Wellen beobachteten fallen. Bei gleicher Empfangsintensität wird man also bei kurzen Wellen infolge des anderen Verhaltens der Luftstörungen eine bessere Aufnehmbarkeit erwarten müssen als bei langen Wellen, was durch die Praxis bestätigt wird.

Auch beim Vergleich des Verlaufes der Luftstörungen auf kurzen und langen Wellen in Angängigkeit von der Uhrzeit ergibt sich ein günstigeres Verhalten der kleinen Wellenlängen. Bei ihnen tritt die normalerweise mit dem fortschreitenden Tage parallel laufende starke Zunahme der Luftstörungen mit viel kleinerer Amplitude und außerdem mit viel stärkerer Verzögerung auf als bei langen. Während die Störungen bei letzteren erst mit Anbruch der Dämmerung an Intensität abnehmen, tritt dies bei kurzen Wellen bereits bald nach Mitternacht ein, und zwar im allgemeinen, soweit die bisherigen Beobachtungen es erkennen lassen, viel schneller.

Insgesamt stellt sich nach dem heutigen Stand der Beobachtungen der Einfluß der atmosphärischen Störungen im Frequenzgebiet der kurzen Wellen als lange nicht so bedeutend dar wie bei langen Wellen. Für die Erklärung der guten Empfangsresultate bei kurzen Wellen muß man außer dem günstigeren Verhalten der Luftstörungen noch die Tatsache hinnehmen, daß hier das vom Sender am Empfangsort erzeugte elektromagnetische Feld infolge der günstigeren Übertragungsbedingungen mehrfach stärker ist als bei langen Wellen. Nur so kommt man auf Werte des für die Aufnehmbarkeit wichtigen Verhältnisses $\frac{\text{Lautstärke der Zeichen}}{\text{Lautstärke der Störungen}}$, die eine andere Größenordnung darstellen als bei großen Wellenlängen.

e) Telephonie.

Die Verwendbarkeit kurzer elektrischer Wellen erstreckt sich nicht nur allein auf den drahtlosen Telegraphierbetrieb, insbesondere den mit hoher Geschwindigkeit, sondern auch, wie die Zukunft zweifellos lehren wird, auf die drahtlose Telephonie über große Entfernungen, wobei vor der Hand natürlich nur die Nachtzeiten in Frage kommen können. Sie stellen vielleicht die einzig mögliche Lösung dar, da bei ihnen irgendwelche Schwierigkeiten am Sender und Empfänger nicht

auftreten können. Für die telephonische Überbrückung mehrerer Tausende von Kilometern kommen nur Wellenlängen in der Größenordnung von 3—6 km in Frage, die in das reichlich überfüllte Wellengebiet des kontinentalen Verkehrs fallen und deshalb an den Empfänger hohe Anforderungen in bezug auf Störungsfreiheit stellen, die aber bei einer möglichst unverzerrten Sprachaufnahme bei Wellen dieser Länge nicht oder nur in sehr unvollkommenem Maße erfüllt werden können.

Hinzu kommt noch, daß ein auf langen Wellen arbeitender Telephonieverkehr infolge der breiten Sprachseitenbänder Anlaß zu schweren Störungen des sich in dem gleichen Wellenbereich abspielenden Telegraphierverkehrs geben würde.

Da bei längeren Wellen erfahrungsgemäß starke und häufig wiederkehrende Intensitätsschwankungen vorkommen, deren Verlauf selbst bei sehr benachbarten Wellenlängen zeitlich und stärkemäßig vollkommen verschieden sein kann, so erscheint eine Verzerrung der Sprache auf dem Wege zwischen Sender und Empfänger unvermeidlich.

Die kurzen Wellen werden sich auch in dieser Hinsicht viel günstiger verhalten, da das Seitenband hier viel schmäler ist und Intensitätsschwankungen nicht in merklichem Ausmaß vorkommen. Versuche in dieser Richtung, die hauptsächlich in Amerika vorgenommen worden sind und noch weiter durchgeführt werden sollen, haben die Richtigkeit der obigen Ausführungen bestätigt.

Zusammenfassung.

Trotzdem wir erst am Anfang der Entwicklung der kurzen Wellen stehen, sind die bereits erzielten Ergebnisse als außerordentlich reichhaltig und weiteren Erfolg versprechend anzusehen, nicht nur in bezug auf die Verwendung im drahtlosen Verkehr, sondern auch in der Förderung unserer Erkenntnisse über die Vorgänge der Energieübertragung und ihre Abhängigkeit von der Beschaffenheit der höheren Luftschichten.

Internationale Messungen der Wellenlängen von Funkenstationen.

Von E. Giebe
(gemeinsam mit E. Alberti und G. Leithäuser).

Die ständige Vermehrung der Funkenstationen zwingt dazu, die Betriebswellenlängen der einzelnen Stationen immer näher zusammenzulegen. Um unter diesen Umständen einen störungsfreien Betrieb im internationalen Verkehr zu ermöglichen, müssen die Betriebswellenlängen möglichst genau auf den vorgeschriebenen Sollwert eingestellt und dauernd erhalten werden. Die Anforderungen an die Genauigkeit von Wellenlängenmessungen und an die Zuverlässigkeit absoluter Wellenlängennormale sind aus diesem Grunde gegen früher erheblich gestiegen. Für die Physikalisch-Technische Reichsanstalt ergab sich hieraus die Aufgabe, ihre bisherige Wellenlängenskale mit größerer absoluter Genauigkeit als früher neu aufzustellen und in einem neuen Normalwellenmesser festzulegen. Ferner war es für den internationalen Funkbetrieb erwünscht, die Wellenlängennormalen der Reichsanstalt mit denjenigen anderer Länder zu vergleichen.

Es wird zunächst über die neue absolute Wellenlängenskale berichtet, die in der PTR von Herrn Alberti und dem Vortragenden aufgestellt wurde, und dann über internationale Vergleichsmessungen, bei welchen sich die Reichsanstalt der Mitarbeit des Telegraphentechnischen Reichsamts, des Herrn Leithäuser, zu erfreuen hatte.

Der neue Normalwellenmesser besteht aus einem Satz fester, abgeschützter Luftkondensatoren dekadisch abgestufter Kapazitäten von 100 bis max. 200000 $\mu\mu$F und einem Drehkondensator kleiner Kapazität zur Feineinstellung, sowie einem Satz Selbstinduktionsspulen von 0,1; 0,05; 0,01; 0,005 usw. Henry, die mit Litzendraht auf Porzellanzylinder gewickelt und zur unveränderlichen Fixierung der Windungen im Vakuum paraffiniert sind (Vorführung). Die Kondensatoren kleiner Kapazität können durch einfaches Aufeinandersetzen, ohne Drahtverbindungen, parallel geschaltet werden (Vorführung). Durch Steckkontakte werden, in leicht auswechselbarer Weise, Spulen und Kondensatoren zu Schwingungskreisen vereinigt. Dabei werden die Spulen, zur genauen Definition ihrer Kapazität, in einem Holzkasten größerer Abmessung untergebracht, dessen Wandungen mit unterteiltem Stanniol belegt sind (Vorführung). Spulenhülle und Kondensatorengehäuse werden miteinander verbunden, so daß die Schwingungskreise elektrisch völlig abgeschirmte Systeme darstellen.

Diese Schwingungskreise wurden nun absolut in folgender Weise geeicht:

1. durch Berechnung ihrer Eigenfrequenz nach Thomsons Formel aus den absolut gemessenen Selbstinduktionen und Kapazitäten einschließlich Spulenkapazitäten,

2. nach der Methode der harmonischen Oberschwingungen, wobei die Frequenz der Grundschwingung aus der Tourenzahl einer umlaufenden Maschine oder mit Hilfe einer Stimmgabel ermittelt wurde.

Auf Einzelheiten der Versuchsanordnung und der Meßmethode kann hier nicht näher eingegangen werden. Als Resultat ergab sich eine Übereinstimmung der beiden angewandten Methoden in dem Bereich von etwa 200 bis 2 km

Wellenlänge bis auf 0,1 $^0/_{00}$ bis 0,2 $^0/_{00}$ (Vorführung eines Meßbeispiels). Eine gleich gute Übereinstimmung erhielt man auch, wenn man bei gleicher Welle verschiedene Selbstinduktionen und dementsprechend verschiedene Kapazitäten zur Messung benutzte. Bei kürzeren Wellenlängen als 2 km wird die Genauigkeit der Methode 1. allmählich geringer, weil die dann erforderlichen kleinen Selbstinduktionen nicht mehr mit genügender Genauigkeit definierbar und absolut meßbar sind. Die Genauigkeit der neuen Wellenlängenskale ist etwa 10fach größer als die der früheren Skale der Reichsanstalt.

Die Vergleichung der Wellenlängenskale der Reichsanstalt mit denjenigen des Bureau of Standards in Washington und des National Physical Laboratory in England wurde im April und Mai ds. Js. ausgeführt und erfolgte durch Fernmessung der Wellenlängen einer Anzahl in- und ausländischer Großstationen. Für die Ausführung solcher Fernmessungen der Wellenlänge mit der erwünschten großen Genauigkeit wurde in der Reichsanstalt neben einer anderen[1]), weniger genauen Methode die Schwebungsmethode in der folgenden Form angewandt.

Eine empfindliche mit Dämpfungsreduktion versehene Empfängerschaltung[2]) wird auf die zu messende Frequenz der Stationswelle eingestellt. Ein Hilfssender größerer Leistung (75 Watt) liefert in äußerst loser Kopplung die Überlagerungsfrequenz. Es wird nun nicht auf das Verschwinden des Schwebungstones im Empfangstelephon eingestellt, sondern zuerst mit höherer, sodann mit niedrigerer Frequenz überlagert, so daß in beiden Fällen die Höhe des Schwebungstones die gleiche ist. Diese Einstellung auf gleiche Tonhöhe beiderseits des Schwebungstones Null läßt sich, auch von einem nicht musikalischen Beobachter, außerordentlich scharf vornehmen, wenn die beiden zu vergleichenden Töne schnell nacheinander zu Gehör gebracht werden. Dies geschieht, nach einem zuerst im Bureau of Standards angewandten Verfahren, in folgender Weise: Im Schwingungskreis des zunächst mit hoher Frequenz arbeitenden Überlagerers wird zur Erzeugung der niedrigen Frequenz plötzlich mit Hilfe einer Taste eine Kapazität hinzugeschaltet und ihre Größe solange verändert, bis beim Öffnen und Schließen der Taste keine Veränderung des Schwebungstones wahrnehmbar ist. Die beiden Frequenzen des Überlagerers werden mit dem Normalwellenmesser gemessen, ihr Mittel ergibt die zu bestimmende Betriebsfrequenz der eingestellten Station. Die Genauigkeit derartiger Fernmessungen betrug etwa 0,1 bis 0,2 $^0/_{00}$. Einige Übung erfordert die Ausführung der Fernmessungen:

1. wenn gleichzeitig zwei oder mehrere Stationen mit nahe gleicher Wellenlänge senden, so daß im Empfangstelephon gleichzeitig zwei oder mehrere Schwebungstöne hörbar sind,

2. bei Lichtbogensendern, bei welchen der sog. „negative Ton" der Verstimmungswelle oft stört.

Bei kurzen Wellen etwa unterhalb 300 m kann man unmittelbar auf das Verschwinden des Schwebungstones einstellen.

Auf die beschriebene Weise können Wellenmesser durch Fernmessung über sehr große Entfernungen hin in der Reichsanstalt mit einer Genauigkeit von einigen Zehntel pro Mille geeicht werden.

Das bei den internationalen Vergleichsmessungen gewonnene Beobachtungsmaterial der Reichsanstalt zeigt (Vorführung), daß bei einer ganzen Anzahl von Großstationen in der Meßzeit von mehr als 1 Monat die Betriebswellenlängen innerhalb von etwa 1 pro Mille unveränderlich waren, so daß sie als Wellenlängennormale dienen könnten. Die Beobachtungsresultate der gleichzeitigen Messungen in England und in Amerika waren der Reichsanstalt bei Beginn der 88. Naturforscherversammlung noch nicht zugegangen, so daß zurzeit eine Vergleichung noch nicht möglich ist.

[1]) Vgl. Alberti u. Leithäuser, ETZ. 1923, 1027.

[2]) Vgl. G. Leithäuser, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **21** (1923), 30.

Messungen an Krarupleitungen.[1])

Von Dr. Ulfilas Meyer.

Inhalt: Für die Abhängigkeit der Selbstinduktion und des Widerstandes bei Krarupleitungen von der Frequenz und der Stromstärke werden Formeln aufgestellt und durch Vergleich mit Meßergebnissen geprüft.

Während die Pupinleitungen sowohl experimentell als auch theoretisch bereits sehr eingehend untersucht worden sind, haben wir von den Eigenschaften von Krarupleitungen bisher noch recht geringe Kenntnisse. Bei dieser Art von Leitungen mit künstlich erhöhter Selbstinduktion ist der Kupferleiter mit einer Draht- oder Bandumspinnung aus ferromagnetischem Material umgeben, die magnetischen Kraftlinien verlaufen also zum Teil in einem Stoff hoher Permeabilität und daher wird die Selbstinduktion stetig, nicht wie bei den Pupinleitungen punktförmig erhöht. Aber auch der Widerstand einer solchen Leitung erfährt eine Zunahme, da in dem ferromagnetischen Material Wirbelströme auftreten und Hystereseverluste sich nicht ganz vermeiden lassen. Dieser Widerstandszuwachs hängt demnach sowohl von der Frequenz als auch von der Stromstärke des in der Leitung fließenden Stromes ab. Eine ähnliche Abhängig-

[1]) Eine erweiterte Wiedergabe des auf der Naturforscherversammlung in Innsbruck gehaltenen Vortrages erscheint in der Elektrischen Nachrichtentechnik.



keit, wenn auch in schwächerem Grade, findet man für die Selbstinduktion, wegen der Rückwirkung der Wirbelströme auf das Magnetfeld und wegen der Zunahme der Permeabilität mit der magnetischen Feldstärke. Wie man sieht, haben also die Eigenschaften der Krarupleitungen einen recht komplizierten Charakter, dessen genaue Kenntnis für die weitere Durchbildung und Verbesserung solcher Leitungen sehr wesentlich ist. Zu ihrer Erforschung ist neben der experimentellen Messung auch die Theorie unentbehrlich; nur mit ihrer Hilfe lassen sich verallgemeinernde Schlüsse ziehen.

Da bisher nur recht unvollkommene Ansätze zu einer Theorie der Krarupleitungen vorliegen, war es daher erforderlich, gleichzeitig mit einer im Telegraphentechnischen Reichsamt durchgeführten experimentellen Untersuchung an einer ganzen Reihe von Krarupdrähten auch theoretisch unter Berücksichtigung aller Nebenumstände die Selbstinduktion und den Widerstandszuwachs abzuleiten. Über die so erhaltenen Formeln und ihre Prüfung an Hand der gefundenen Meßergebnisse möchte ich im folgenden berichten. Die Messungen wurden mit der in Heft 1 der Elektrischen Nachrichtentechnik beschriebenen Wechselstrombrücke für kurze Leitungsstücke in Gemeinschaft mit Herrn Lübbert, technischem Hilfsarbeiter im Telegraphentechnischen Reichsamt, ausgeführt.

Bei dem sehr verwickelten Aufbau des magnetischen Feldes von Krarupleitungen stößt eine allgemeine Theorie auf recht erhebliche mathematische Schwierigkeiten. Um diese zu umgehen, wurde die Wirkung der verschiedenen Einflüsse einzeln untersucht und die Ergebnisse nachträglich vereinigt. Dieser Weg bot außerdem den Vorteil, daß verschiedene Vorarbeiten dabei benutzt werden konnten. Nimmt man als einfachsten Fall einen Draht vom Radius r an, der von aneinanderschließenden, aber mit dem Draht nicht leitend verbundenen Ringen aus ferromagnetischem Material von konstanter Permeabilität μ, der Breite b und der Dicke d umgeben ist, so ergeben sich bei einer konzentrischen Rückleitung für die Selbstinduktion L und die Widerstandserhöhung R die Formeln[2]):

$$L = \frac{2\mu d}{\sqrt{r(r+d)}}\left(1 - \frac{1}{30} m^4 d^4\right) \cdot 10^{-4}\, H/\mathrm{km}, \quad (1\mathrm{a})$$

$$\left.\begin{aligned} R = \frac{2}{3}\,\frac{\mu^2 \omega^2 \pi \sigma d^3}{\sqrt{r(r+d)}}\left(1 - 0{,}630\,\frac{d}{b}\right) \\ \cdot\left(1 - \frac{17}{420} m^4 d^4\right) \cdot 10^{-4}\, \Omega/\mathrm{km}, \end{aligned}\right\} \quad (1\,\mathrm{b})$$

dabei ist $m = \sqrt{2\pi\sigma\mu\omega}$ und σ die Leitfähigkeit des ferromagnetischen Materials. Die Annahme der konzentrischen Rückleitung ist nicht sehr wesentlich, die Formeln gelten in großer Annäherung auch für eine parallele Rückleitung mit nicht zu geringem Abstand, die Verhältnisse entsprechen in dieser Hinsicht denen bei der Berechnung der gewöhnlichen Hautwirkung. Dagegen muß eine Ergänzung der Formeln vorgenommen werden, wenn man berücksichtigt, daß das Ferromagnetikum nicht in einzelnen Ringen, sondern in einer Schraubenlinie um den Draht gelegt ist. Unter diesen Verhältnissen erhält, wie ich kürzlich gezeigt habe[3]), auch das magnetische Feld einen schraubenförmigen Aufbau. Wenn der Neigungswinkel der Umspinnung gegen eine zur Leiterachse parallele Gerade mit φ bezeichnet wird, so kann auch der Neigungswinkel der Kraftlinien gleich φ gesetzt werden, da in erster Annäherung die Ganghöhe des magnetischen Feldes mit der der Umspinnung zusammenfällt. Der gesamte magnetische Kraftfluß und also auch die Wirbelströme und der Widerstandszuwachs sind dann der Größe $\sin\varphi$ proportional, die Selbstinduktion dagegen hängt von der Kraftkomponente ab, die in eine zur Leiterachse senkrechte Ebene fällt, sie ist also $\sin^2\varphi$ proportional. Demgemäß ist in beiden Gleichungen (1) der Faktor $\sin^2\varphi$ hinzuzufügen und in der Bestimmungsgleichung für m der Faktor $\sin\varphi$.

Es muß nun noch die Abhängigkeit der Permeabilität von der magnetischen Feldstärke und die Hysterese berücksichtigt werden. Dank der Arbeit von Jordan[4]) ist dies bei schwachen Wechselfeldern, und auf solche wollen wir uns beschränken, durch eine einzige Konstante α möglich, indem die Permeabilität als komplex angenommen und gleich

$$\mathfrak{m} = \mu_0\left(1 + \alpha\mathfrak{H} - i\,\frac{4\alpha}{3\pi}\,\mathfrak{H}\right) \quad (2)$$

gesetzt wird. Dabei ist μ_0 die Anfangspermeabilität und $\mathfrak{H}$ die magnetische Feldstärke. Statt letzterer ist in diesem Zusammenhang der in der Leitung fließende Strom J für die Darstellung besser geeignet; zwischen beiden besteht die Beziehung $\mathfrak{H} = hJ$, wobei

$$h = \frac{0{,}4}{2r+d}\,. \quad (3)$$

Durch Einsetzen von $\mathfrak{m}$ statt μ in die Gleichungen (1) gelangt man nach Trennung des Reellen vom Imaginären unter Vernachlässigung der höheren Potenzen kleiner Größen zu den Formeln

[2]) Über die von H. Salinger und mir durchgeführten Ableitungen dieser Formeln wird ersterer in nächster Zeit berichten.

[3]) U. Meyer, Der Verlauf des magnetischen Feldes bei Krarupleitungen. E. N. T. 1 (1924), 152.

[4]) H. Jordan, Die ferromagnetischen Konstanten für schwache Wechselfelder. E. N. T. 1 (1924), 7.

$$L = L_0 (1 - \omega^2 g_1) \left[1 + \left(1 - \frac{8 \omega g_0}{3 \pi} \right) \alpha h J \right] \cdot 10^{-4} \, H/\text{km}, \quad (4a)$$

$$R = g_0 \omega^2 L_0 \left(1 - \frac{17}{14} \omega^2 g_1 \right) \cdot \left[1 + \left(1 + \frac{2}{3 \pi \omega g_0} \right) 2 \alpha h J \right] \cdot 10^{-4} \, \Omega/\text{km}, \quad (4b)$$

wobei zur Abkürzung gesetzt ist

$$L_0 = \frac{2 \mu_0 \sin^2 \varphi \, d}{\sqrt{r (r + d)}}, \quad (5)$$

$$g_0 = \left(1 - 0{,}63 \frac{d}{b} \right) \frac{\mu_0 \sigma \pi d^2}{3}, \quad (6)$$

$$g_1 = \frac{m^4 d^4}{30 \omega^2} = \frac{(2 \pi \sigma \mu d^2 \sin^2 \varphi)^2}{30}. \quad (7)$$

Bei Adern mit Draht- statt Bandumspinnung würde bei L_0 noch der Füllfaktor $\pi/4$ hinzuzufügen sein. Die Formeln lassen sich auch auf Leitungen mit mehreren übereinanderliegenden Umspinnungen anwenden, wenn die Größe d richtig gewählt wird, d. h. in (3) und (5) ist für d die Gesamtdicke der Umspinnungen einzusetzen. Als Ergebnis dieser Berechnungen ergibt sich, daß bei allen Frequenzen sowohl die Selbstinduktion wie der Widerstand geradlinig mit der Stromstärke zunimmt, die Neigung der Geraden ist jedoch bei den einzelnen Frequenzen verschieden groß. Da in g_0 und g_1 dieselben Materialkonstanten und geometrischen Maße auftreten, sind beide Größen durch die Beziehung

$$g_1 = \frac{6 g_0^2 \sin^2 \varphi}{5 \left(1 - 0{,}63 \frac{d}{b} \right)^2} \quad (8)$$

miteinander verbunden. Die Selbstinduktion und der Widerstand müßten also für alle Frequenzen und Stromstärken durch drei Konstanten L_0, g_0 und α bestimmt sein.

Zur Prüfung dieser Formeln und Beziehungen seien zunächst Messungen an einem Draht herangezogen, an dem infolge seines Aufbaues sehr genaue Meßergebnisse zu erzielen waren. Die Kupferader hatte in diesem Fall einen Durchmesser von 0,55 cm, darüber lag eine doppelte Bandumspinnung von je 0,04 cm Dicke und 0,195 cm Breite. In Abb. 1 sind die bei den Frequenzen $\omega = 279$, 3000 und 5000 gemessenen Werte in sehr großem Maßstab durch Punkte dargestellt; die geraden Linien stellen die Formeln (4) mit den Werten $L_0 = 18{,}210 \cdot 10^{-3}$, $g_0 = 13{,}85 \cdot 10^{-6}$ und $\alpha = 0{,}661$ dar. Die Übereinstimmung ist durchaus befriedigend. Ähnlich liegen die Verhältnisse auch bei anderen Drahtproben. Es sei hier noch ein weiteres Beispiel angeführt, bei dem ein Kupferdraht von 0,19 cm Durchmesser mit einer einlagigen Bandumspinnung von 0,03 cm Dicke und 0,3 cm Bandbreite umgeben ist, Abb. 2. Dabei ist $L_0 = 69{,}4 \cdot 10^{-3}$, $g_0 = 29{,}7 \cdot 10^{-6}$ und $\alpha = 0{,}825$ gesetzt. Nur bei kleinen Frequenzen scheint in manchen Fällen der Anstieg der Selbstinduktion mit der Stromstärke etwas steiler zu verlaufen, als aus den Formeln folgt, wie es auch aus Abb. 1 zu ersehen ist.

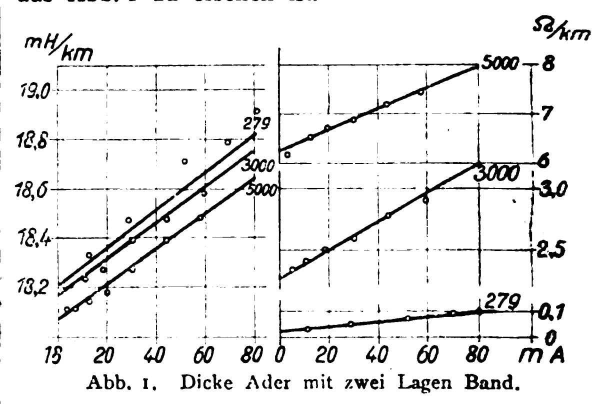


Abb. 1. Dicke Ader mit zwei Lagen Band.

Diese Abweichung, die sehr gering ist, kann wohl als unwesentlich angesehen werden; dagegen ergibt sich ein größerer Unterschied gegen die Theorie, wenn aus L_0 und g_0 mit Hilfe der Formeln (5) und (6) und der unmittelbar gemessenen

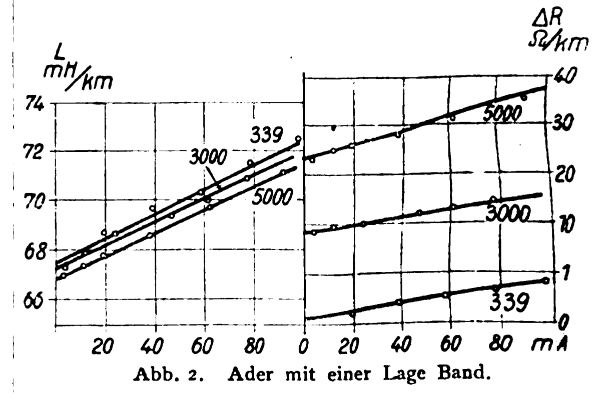


Abb. 2. Ader mit einer Lage Band.

Leitfähigkeit σ die Permeabilität μ_0 berechnet wird. So findet man in dem Fall der Abb. 1 aus (5) $\mu_0 = 180$, aus (6) dagegen $\mu_0' = 308$ und für Abb. 2 entsprechend $\mu_0 = 844$ und $\mu_0' = 1550$. Stets erhält man aus g_0 einen beträchtlich größeren Wert für die Permeabilität als aus L_0. In manchen Fällen macht sich auch eine ähnliche Abweichung zwischen g_0 und g_1 bemerklich, d. h. um zu guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen zu gelangen, muß die Beziehung (8) fallengelassen werden und g_1 als vierte unabhängige Konstante in die Formeln aufgenommen werden. Eine Erklärung für diese Abweichung ergibt sich ziemlich zwanglos, wenn man berücksichtigt, daß bei den hochmagnetischen Stoffen die Umspinnung sicher

nicht an allen Stellen die gleiche Permeabilität besitzt. L_0 wird daher durch den arithmetischen Mittelwert bestimmt sein, während in der Formel (4b) in $L_0 g_0'$ das Quadrat der Permeabilität auftritt und daher $\mu_0 \mu_0'$ dem quadratischen Mittelwert entspricht, der stets größer als der arithmetische ist.

Es gibt jedoch noch eine weitere Erklärungsmöglichkeit für die Verschiedenheit der aus L_0 und g_0 berechneten Permeabilitäten, die auch eine große Wahrscheinlichkeit für sich hat. Es ist bei der Ableitung der Formeln angenommen, daß zwischen dem Kupferleiter und der Umspinnung keine leitende Verbindung vorhanden ist, bei Annahme einer solchen würde sich wegen der Abdrängung der Stromlinien aus dem Kupfer in das Eisen ein höherer Verlustwiderstand ergeben, d. h. ein größeres g_0. Nun ist eine vollkommene Isolation der Umspinnung von dem Kern sicher nicht vorhanden, in einzelnen Punkten findet immer leitende Berührung statt. Unter Umständen kann diese leitende Berührung recht groß werden; so wurde bei einem Draht mit einer doppelten Bandumspinnung, der nachträglich ausgeglüht worden war, ein so hoher Verlustwiderstand gefunden, wie er sich für eine einzige Umspinnung mit derselben Gesamtdicke berechnet. In diesem Fall bestand also zwischen den beiden Bändern eine sehr gute leitende Verbindung. Im Sinne dieser Auffassung würde also das Verhältnis von $\mu_0' : \mu_0$ ein Maß für die Größe der Berührungsflächen zwischen Kupfer und Eisen darstellen.

Es ist anzunehmen, daß beide Erklärungsmöglichkeiten gleichzeitig zutreffen und sich in ihrer Wirkung addieren. Abgesehen von diesem Punkt, der noch weiterer Aufklärung bedarf, dürfen die hier angegebenen Formeln wohl als eine ausreichende Darstellung der elektrischen Eigenschaften von Krarupleitungen betrachtet werden. Mit ihrer Aufstellung ist der Weg für eine weitere Verbesserung dieser Leitungen geebnet.

Der Typengeheimschreiber, System: Compare.

Von O. Pohle.

Seitdem die drahtlose Telegraphie und Telephonie praktische Verwendung finden, ist die Technik bestrebt gewesen, Mittel und Wege zu finden, um die von einem Sender ausgestrahlten Nachrichten nur an eine bestimmte Stelle oder an mehrere Adressen gleichzeitig gelangen zu lassen. Angeregt durch die Erfahrungen im Weltkriege und dann durch die Einführung des Rundfunks wird in den letzten Jahren wohl in allen Ländern besonders eifrig an der Lösung dieses Problems gearbeitet.

Ich will nun heute über ein Verfahren berichten — und Ihnen dann auch die Apparaturen vorführen —, das von einem Engländer, Herrn Compare, erdacht und von uns beiden gemeinsam im Laboratorium der Firma Dr. Erich F. Huth G. m. b. H., Berlin, entwickelt wurde.

Das System arbeitet nicht mit Morse- oder sonstigen Telegraphierzeichen, auch nicht mit Chiffrieren und Dechiffrieren, sondern mit direktem Typendruck derart, daß durch einen normalen Telephoniesender an Stelle der Sprache beim Drücken einer Schreibmaschinentaste — eines Buchstabens — zwei Frequenzen, z. B. zwei Töne — es können aber auch unhörbare Frequenzen sein — von verschiedener Höhe kurz nacheinander ausgesandt werden. Die Kombination zweier Töne entspricht also einem Buchstaben des Alphabetes.

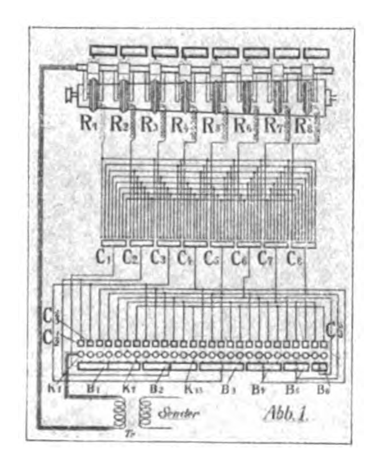


Abb. 1. Schema der Sendeapparatur.

Auf der Empfangsstelle werden durch die einzelnen Töne zwei in ihrer Gesamtheit den Typendruck veranlassende Schaltvorgänge nacheinander ausgelöst.

Wie aus der schematischen Darstellung Abb. 1 ersichtlich, sind an der Sendestelle 8 kleine Wechselstrom-Generatoren R 1 bis R 8 benutzt, die von einer konusförmigen, durch Motor angetriebenen Walze in Rotation versetzt werden, auf diese Weise je nach ihrer Stellung längs des Konus 8 verschiedene vorbestimmte Töne erzeugen und diese durch geeignete Schaltvorgänge über den Transformator Tr auf den Sender übertragen können. Durch Kombination dieser 8 Töne zu je 2 erhält man 28 Paare, woraus die Buchstaben des Alphabetes gebildet werden. Die Wicklungsenden dieser 8 Generatoren sind einerseits parallel verbunden und führen über die Primärwicklung des Transformators Tr zu den hintereinander geschalteten Tasten K, die die Buchstaben des Alphabetes tragen, während die anderen Enden über die Umschalter C 1 bis C 8 — welche später ausführlicher erklärt werden

sollen — an den Kontaktschienen *B* 1 bis *B* 6 und an den einzelnen Kontakten $C^1/_2$, $C^1/_3$ usw. liegen.

Die Tasten *K* sind so angeordnet, daß eine jede beim Drücken einen schnellen Wechselkontakt ausführt, d. h in Berührung mit einem Kontakt der benachbarten Kontaktpaare kommt, alsdann diesen Kontakt unterbricht und die Berührung mit dem anderen Kontakt des Paares herstellt und schließlich auch diesen Berührungspunkt wieder verläßt, um in die Ruhelage zurückzukehren. Wird z. B. die Taste *A* gedrückt, so berührt sie zunächst den ersten Kontakt von *B* 1, unterbricht ihn dann, um $C^1/_2$ zu berühren und kehrt schließlich wieder in die Ruhelage zurück. Auf die Vorrichtung, die gestattet, diesen kurzen

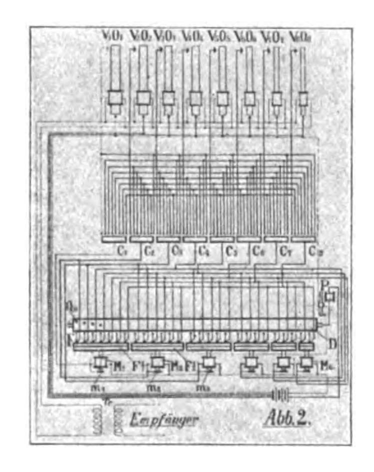


Abb. 2. Schema der Empfangsapparatur.

Wechselkontakt von *A* mit *B* 1 und mit $C^1/_2$ auszuführen, komme ich später zurück. Durch den Kontakt *A* mit *B* 1 wird zunächst ein Stromkreis von *A* über *B* 1, *C* 1, *R* 1, *Tr* geschlossen. Dadurch überträgt *R* 1 seinen Ton auf den Sender. Bei der folgenden Berührung von *A* mit $C^1/_2$ wird ein Stromkreis von *A* über $C^1/_2$, *C* 2, *R* 2, *Tr* geschlossen, wodurch der Ton *R* 2 auf den Sender wirken kann. Es werden also beim Drücken eines jeden Buchstabens zwei Töne, von denen jeder vorher bestimmt, aber unterschiedlich ist, in rascher Folge nacheinander von der Sendeantenne ausgestrahlt.

Abb. 2 zeigt schematisch dargestellt die Empfangsapparatur. Anstatt die einzelnen Buchstaben, also die einzelnen Kombinationen von 2 Tönen mit Kopfhörer oder Lautsprecher zu empfangen, sind an die Sekundärseite eines Empfänger- oder Verstärkerausgangstransformators 8 Resonanzapparate *O* 1 bis *O* 8 in Parallelschaltung angeschlossen. Diese Resonatoren können beispielsweise aus je einer federnden Zunge bestimmter Eigenfrequenz mit je einem oder einem allen gemeinsamen Elektromagneten bestehen. Treffen nun die durch den Sender ausgestrahlten Töne *R* 1, *R* 2 usw. die Empfangsantenne, so werden alle 8 Resonatormagnete erregt, aber nur diejenige Zunge kommt zum Schwingen, deren Eigenfrequenz in Resonanz ist mit dem empfangenen Ton. Das Schwingen der Zunge bewirkt dann gleichzeitig das Schließen eines Kontaktes *O* 1 *V* 1 oder *O* 2 *V* 2 usw.

C 1 bis *C* 8 sind auch hier Umschalter, gleich denen der Abb. 1.

$F^1/_1$ bis $F^1/_6$ sind verschiebbare Stangen mit einer Reihe von einzelnen Fingern *F*. Jede dieser 6 Stangen besitzt einen Elektromagneten *M* und dieser wieder eine federnde Zunge *m*. Bei Erregung eines dieser Elektromagnete *M* wird die zugehörige Stange mit ihren Fingern gegen die in Rotation befindliche Walze *D* bewegt, außerdem legt sich die Zunge *m* an den Eisenkern und schließt dadurch einen Haltestromkreis des Elektromagneten *M*, so daß dieser auch nach Aufhören der ersten Erregung weiter erregt und die Stange gegen die Walze gedrückt bleibt.

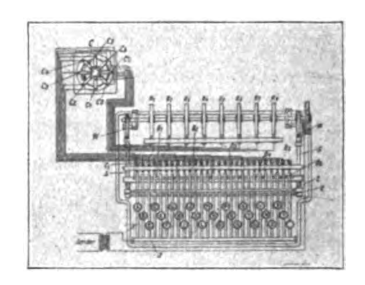


Abb. 3. Schema des Kombinationsumschalters.

Die Walze *D* trägt Kontaktstifte *Qa*, *Qb*, *Qc* usw., deren Zahl den Tasten *K* der Abb. 1, also den Buchstaben des Alphabetes entspricht, und die auf der Walze so verteilt sind, daß mit den einzelnen Kontaktstiften je ein zugehöriger Finger *F* beim Drehen der Walze in Berührung kommen kann, wenn die verschiedenen Stangen gegen die Walze gedrückt sind.

Von der Druckvorrichtung, die aus dem Papierband, der Druckrolle, dem Typenrad und dem Druckmagneten besteht und mit der Walze *D* verbunden ist, ist hier nur der Druckmagnet *P* angedeutet.

Der Vorgang beim Empfang der nach Abb. 1 ausgestrahlten Töne, beispielsweise beim Drücken der Taste *A*, ist nun folgender: Der zunächst empfangene Ton *R* 1 bringt den Resonator *O* 1 zum Schwingen, der Kontakt mit *V* 1 herstellt. Dadurch wird ein Stromkreis von der Batterie über *O* 1, *V* 1, *C* 1, *M* 1 geschlossen und $F^1/_1$ gegen die Walze *D* gedrückt. Gleichzeitig wird durch Anlegen des Federkontaktes *m* 1 der Haltestromkreis von der Batterie über *M* 1, *m* 1, Kon-

takt bei P und zurück zur Batterie geschlossen. Hierdurch wird bewirkt, daß die Stange $F^1/_1$ mit ihren Fingern F gegen die Walze D gedrückt bleibt, auch wenn nach Aufhören des Tones $R\,1$ sich der Kontakt $O\,1$ $V\,1$ öffnet. Kommt nun der zweite ausgesandte Ton $R\,2$ zum Empfang, so schwingt $O\,2$ und macht Kontakt mit $V\,2$, wodurch ein Stromkreis von der Batterie über $O\,2$, $V\,2$, $C\,2$, den ersten Finger F der Stange $F^1/_1$, Kontaktstift Qa, Walze D, Druckmagnet P und zurück zur Batterie hergestellt wird. Sofort wird dadurch beim Berühren von F mit Qa kurz die Druckvorrichtung P betätigt, wodurch gleichzeitig bei P der Haltestromkreis des Elektromagneten $M\,1$ über $m\,1$ unterbrochen wird. Die Stange $F^1/_1$ weicht von der Walze D zurück und die Apparatur ist wieder in neutraler Lage. Somit wird also durch zwei zeitlich kurz hintereinander erfolgende Schaltvorgänge ein direkter Typendruck erreicht.

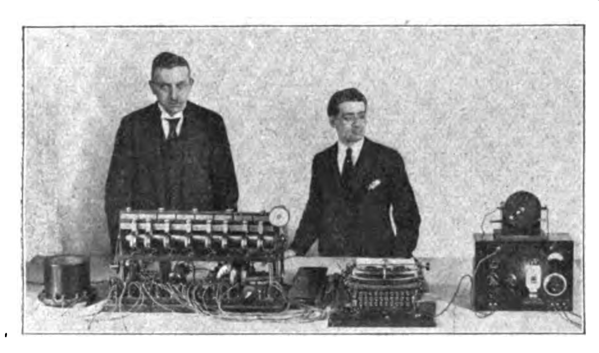


Abb. 4. Gesamte Sendeapparatur (Pohle, Compare).

Die Umschalter $C\,1$ bis $C\,8$ der Abb. 1 und Abb. 2 stellen Verbindung her mit den einzelnen Generatoren $R\,1$ bis $R\,8$ oder mit den Resonatoren $O\,1$ bis $O\,8$. Diese Verbindungen können nun mittels der Umschalter geändert werden, so daß beispielsweise $C\,1$ mit $R\,2$, $C\,2$ mit $R\,3$ usw. oder $C\,1$ mit $O\,2$, $C\,2$ mit $O\,3$ usw. verbunden wird. In der Apparatur sind diese Umschalter $C\,1$ bis $C\,8$ in einem einzigen Umschalter C vereinigt, wie Abb. 3 beispielsweise für den Sender zeigt.

Zwar gibt diese Abbildung das Schema einer früheren Ausführung, aber den Umschalter haben wir für unsere jetzige Apparatur, sowohl auf der Sende- als auch auf der Empfangsseite beibehalten. Bei diesem Umschalter enden an den 8 Armen, die auf einer Achse befestigt und in der Pfeilrichtung gedreht werden können, die einzelnen Leitungen $C\,1$ bis $C\,8$. Ein jeder Arm $C\,1$ bis $C\,8$ macht Kontakt mit je einer Zuleitung von den Generatoren $R\,1$ bis $R\,8$ bzw. von den Resonatoren $O\,1$ bis $O\,8$. In der Abb. 3 stehen die Arme $C\,1$ bis $C\,8$ auf den entsprechenden Kontakten $R\,1$ bis $R\,8$. Dreht man den Umschalter C um einen Schritt weiter, so verbindet $C\,1$ mit $R\,2$, $C\,2$ mit $R\,3$ usw. In diesem Falle wird beim Drücken der Taste A ein Ton $R\,2$ und $R\,3$ ausgestrahlt. Erfolgt bei der Empfangsapparatur die gleiche Einstellung des Umschalters C, d. h.

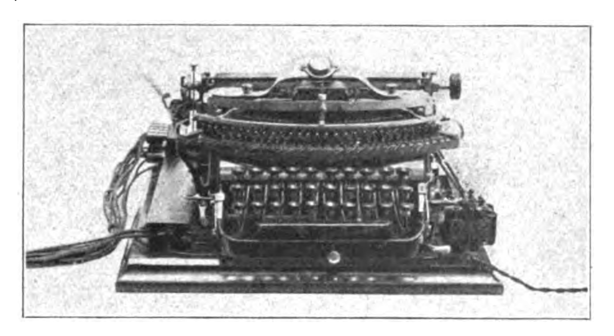


Abb. 5. Schreibmaschine von vorn.

macht $C\,1$ mit $O\,2$, $C\,2$ mit $O\,3$ usw. Kontakt, dann wird derselbe Buchstabe wie vorher gedruckt, obgleich er durch eine andere Kombination zweier Töne, nämlich $R\,2$ und $R\,3$ bzw. $O\,2$ und $O\,3$, übermittelt wurde. Mittels der Umschalter C kann also jeder Buchstabe durch 8 verschiedene Kombinationen zweier Töne ferngedruckt und somit die Geheimhaltung noch wesentlich erhöht werden.

Bevor wir an Hand dieser schematischen Erklärungen die Apparatur im einzelnen betrachten, muß ich zunächst noch einige allgemeine Erläuterungen geben. Durch Kombination der 8 Frequenzen $R\,1$ bis $R\,8$ zu je zwei erhält man 28 verschiedene Paare, wovon 27 zur Zusammensetzung des Alphabetes benutzt werden. Nun kann jeder Generator $R\,1$ bis $R\,8$ zehn verschiedene Stellungen längs des Konus einnehmen, also jeder 10 verschiedene Töne erzeugen. Der in Abb. 1 dargestellte Apparat würde nach der

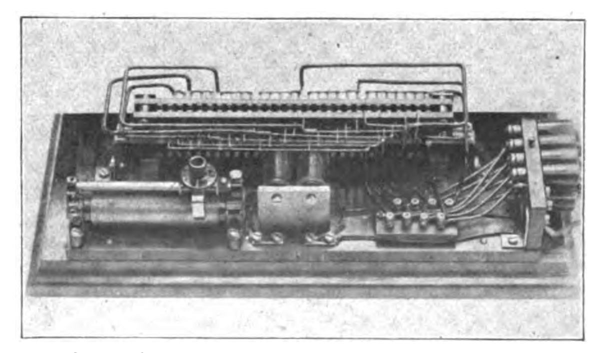


Abb. 6. Wechselkontaktvorrichtung hinter der Schreibmaschine.

Stellung seiner Generatoren $R\,1$ bis $R\,8$ die Nummer 11 111 111 haben, da jeder $R\,1$ bis $R\,8$ auf Nummer 1 seiner Skala steht. Diese Apparatur hier hat z. B. die Nummer 90 069 009, d. h. $R\,1$ steht auf Nummer 9 seiner Skala, $R\,2$ auf Nummer 0 usw. Mit dieser Einstellung der 8 Ge-

neratoren bekommt man das Alphabet durch ganz andere Töne zusammengesetzt als in Abb. 1, und es ist ohne weiteres ersichtlich, daß man durch verschiedene Einstellungen der einzelnen Generatoren R 1 bis R 8 längs der einzelnen Skalen

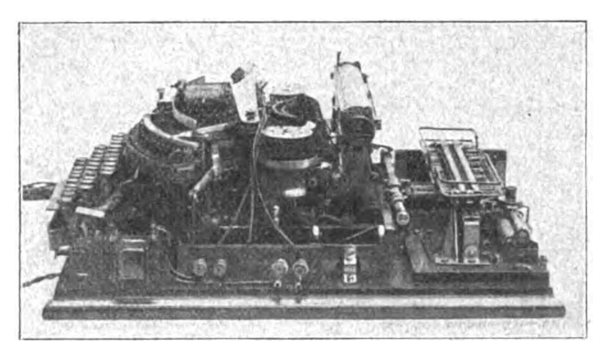


Abb. 7. Schreibmaschine, Seitenansicht.

100000000 verschiedene Gruppen zu je 8 Tönen erhalten, mithin das Alphabet auf 100000000-fache Weise bilden kann. Es können also mit einer Sende-Schreibapparatur 100 000 000 verschiedene Empfangs-Schreibapparaturen bedient werden, und jeder einzelne Empfang ist geheim, d. h. keiner der anderen 99 999 999 Empfangsschreiber ist in der Lage, die an eine bestimmte



Abb. 8. Schreibmaschine, Aufsicht.

Station gerichtete Nachricht aufzunehmen. Diese Geheimhaltung kann noch wesentlich gesteigert werden durch Benutzung der Umschalter C, wie ich schon oben bei der Erklärung dieser Umschalter betonte. Es könnte also beispielsweise jede Stunde oder jeden Tag mittels der Umschalter C eine andere Kombination eingestellt werden, und es läßt sich dann mit je 8 Tönen R 1 bis R 8, also mit jeder einzelnen Empfangs-Schreibapparatur, dieselbe Nachricht durch 8 verschiedene Kombinationen des Alphabetes ferndrucken. Wäre dieses Geheimschreiben für die weitaus meisten Anwendungsgebiete vollkommen ausreichend, so würde es für besondere Fälle, z. B. militärische Zwecke noch nicht genügen. Bei dem periodischen Wechsel der Kombinationen, z. B. von Stunde zu Stunde, könnten doch immerhin mittels Oszillographen im Laufe der Zeit die Kombinationen gefunden werden. Durch einen Zusatzapparat ist es nun möglich, diese Kombinationen — die Umschalter C — auf der Sende- und Empfangsstation ganz unregelmäßig und beliebig automatisch zu wechseln, so daß absolut kein Entziffern stattfinden kann und somit die größten Anforderungen an Geheimhaltung erfüllt werden, obgleich dabei alle Nachrichten in Klartext gegeben werden können.

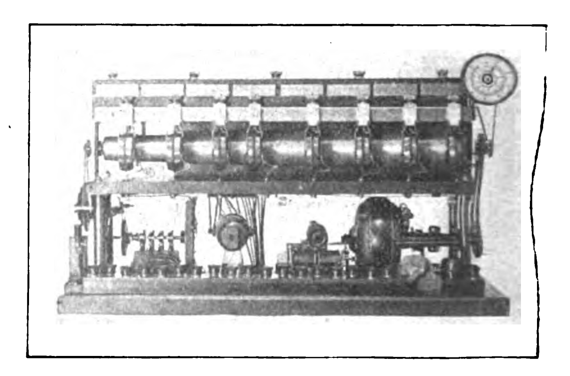


Abb. 9. Tonerzeuger.

Auf die weiteren Vorteile dieses Verfahrens und seine Anwendungsmöglichkeiten komme ich zurück, nachdem ich Ihnen die Apparatur im Lichtbild und dann in Tätigkeit vorgeführt habe.

Die gesamte Sendeapparatur zeigt die Abb. 4. Rechts steht ein kleiner normaler Telephoniesender, dann folgt die Schreibmaschine und schließlich die Vorrichtung zur Erzeugung der 8 Töne. Den Umschalter C erkennt man in dem unteren Teile dieses Apparates. Ganz links unter der Haube befindet sich ein Relais, das die Tourenzahl des Motors und der Walze, also die einzelnen Töne, ständig automatisch konstant hält. Der Tourenzähler ist rechts oben über der Walze angebracht. In der nächsten Abb. 5 ist die Schreibmaschine mit ihren Einzelheiten dargestellt.

An der rechten Seite sieht man den Transformator Tr, der die einzelnen Töne auf den Sender überträgt. Über der Tastatur ist eine gebogene Kontaktschiene und darunter ein Kranz mit einzelnen Kontaktstiften sichtbar, deren Zahl den Buchstaben des Alphabetes — also den Tasten — entspricht. Die Kontaktschiene kann

durch einen Elektromagneten abwärts gedrückt werden.

Während nach Abb. 1 die Tasten selbst zwischen den einzelnen Kontaktstangen *B* 1 bis *B* 6 und den einzelneu Kontakten $C\,^1/_2$, $C\,^1/_3$ usw. sich befinden und direkt den kurzen Wechselkontakt ausführen, ist hier in der Apparatur die Tastreihe *K* durch eine Stange mit einzelnen Kontaktfedern ausgebildet, wie Abb. 6 zeigt. Diese Vorrichtung befindet sich nach Abb. 7 und 8 hinter der Schreibmaschine.

Die Kontaktfedern *K* sind mit den entsprechenden Kontaktstiften des Kranzes verbunden und können mittels beiderseitiger Elektromagnete den Wechselkontakt mit *B* 1 bis *B* 6 und dann mit $C\,^1/_2$, $C\,^1/_3$ usw. ausführen. Der Wechselkontakt wird elektrisch und mechanisch ausgelöst. Der mechanische Teil befindet sich an der Tonerzeuger-Einrichtung, die durch die nächste Abb. 9 gezeigt wird.

Dort sind oben 8 kleine Generatoren längs ihrer Skalen einstellbar. Außer dem Motor, seinem automatischen Regulierwiderstand und dem Umschalter *C* sind unten links 3 kleine Steuerräder

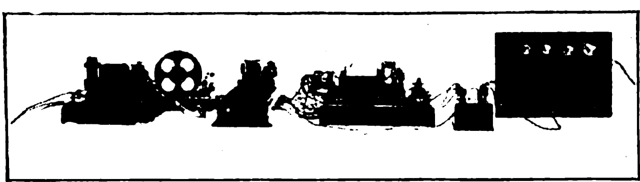


Abb. 10. Empfangsapparatur.

der Wechselkontaktvorrichtung, die mit dem Konus gekuppelt sind, zu erkennen.

Der Vorgang beim Fernschreiben eines Buchstabens, z. B. A ist nun folgender. Beim Drücken der Taste *A* wird unter der Tastatur ein Stromkreis geschlossen, wodurch die Wechselkontaktvorrichtung mit ihren 3 Steuerrädern ausgelöst wird. Gleichzeitig wird beim Drücken der zu *A* gehörige Kontaktstift des Kranzes frei und stellt sich unter die Kontaktschiene. Eins der 3 Steuerräder schließt sofort den Stromkreis des Elektromagneten der Kontaktschiene, wodurch diese auf den Kontaktstift *A* herabgedrückt und dieser mit der entsprechenden Kontaktfeder *K* verbunden wird. Durch die beiden anderen Steuerräder erhalten kurz nacheinander die beiderseitigen Elektromagnete der Kontaktfederstange *K* Strom, wodurch die dem A entsprechende Kontaktfeder *K* den Wechselkontakt mit *B* 1 und $C\,^1/_2$ ausführt und somit 2 verschiedene Töne nacheinander auf den Sender gegeben werden.

Abb. 10 zeigt die gesamte Empfangsapparatur. Rechts steht der Empfänger, dann der Kasten mit dem Transformator *Tr*, der die ankommenden Töne dem weiter links folgenden Resonatormagneten — es wird hier nur 1 Elektromagnet für die 8 Frequenzzungen benutzt — zuführt. Zwischen der Resonanzapparatur und dem Schreiber sind in dem niedrigen Kasten 8 Zwischenrelais, die die Resonatorkontakte auf den Schreiber übertragen.

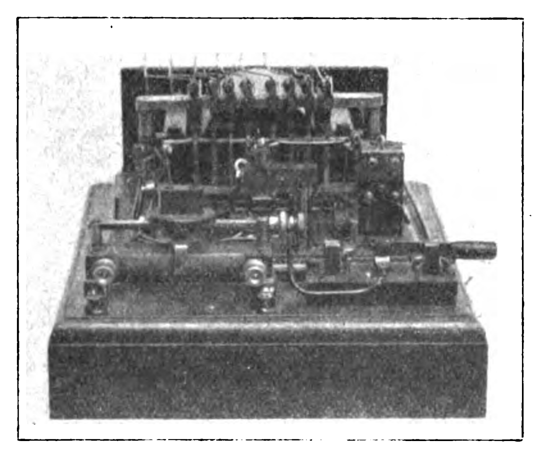


Abb. 11. Resonanzapparat, Ansicht.

Abb. 11 und 12 zeigen den Resonanzapparat allein dargestellt. Es sind deutlich die 8 Zungen mit ihren gemeinsamen Magneten und den Kontakten, die hier als Ruhekontakte ausgebildet sind, zu erkennen.

Auf den nächsten beiden Abb. 13 und 14 sind die Einzelheiten des Schreibers zu erkennen. Auch hier sieht man wieder den Umschalter *C*, dahinter die Walze *D* und die Magnete *M* 1 bis *M* 6 mit den Kontaktschienen $F\,^1/_1$ bis $F\,^1/_6$ mit ihren Kontakstiften *F*. An der Seite befindet sich die Druckvorrichtung, die beim Empfang eines Buchstabens durch zwei

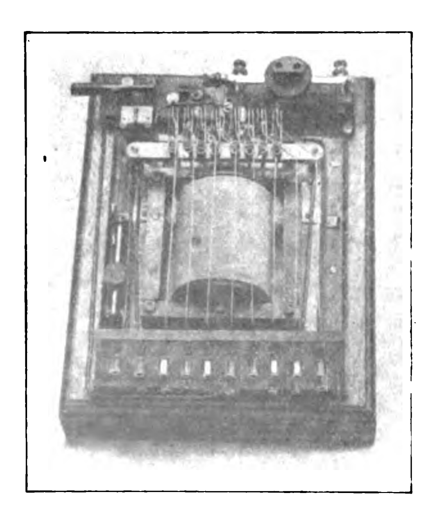


Abb. 12. Resonanzapparat, Aufsicht.

nacheinander erfolgende Schaltvorgänge ausgelöst wird.

Dieses geschilderte Verfahren hat gegenüber den bisherigen Ferngeheimschreibern bedeutende Vorteile. Die ganze Apparatur kann ohne weiteres

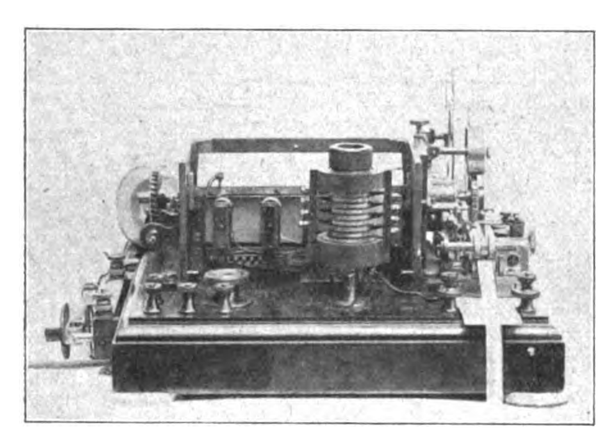


Abb. 13. Schreiber, Ansicht.

an jeden normalen Telephoniesender angeschlossen werden und ist sehr einfach und leicht zu bedienen, da die Nachricht nur auf der Schreibmaschine in gewohnter Weise in Klartext geschrieben werden braucht und kein Chiffrieren und Dechiffrieren nötig ist. Die Empfangs-Schreibapparatur kann ohne jede Bedienung sein, da sie

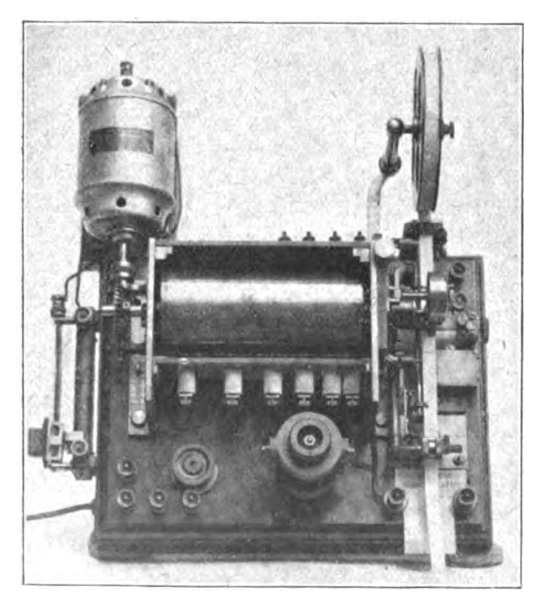


Abb. 14. Schreiber, Aufsicht.

von der Sendestelle aus vor Beginn des Schreibens selbsttätig in Gang gesetzt wird. Ein Abhören oder sonstiges Entziffern ist selbst bei Benutzung tönender Frequenzen unmöglich, dagegen ist absolute Geheimhaltung geboten. Schließlich besteht noch ein großer Vorteil darin, daß bei dem ganzen Verfahren keinerlei Synchronismus erforderlich ist.

Anwendungsgebiete dieses Typengeheimschreibers sind vor allem für den diplomatischen, militärischen oder sonstigen Geheimdienst, außerdem für den Verkehr zwischen Behörden oder kaufmännischen und technischen Unternehmen gegeben. Ferner seien noch zwei wichtige Gebiete erwähnt, die Drahtwellentelephonie und der Rundfunk. Es kann beispielsweise der Wirtschafts- oder Presserundfunk durch diesen geheimen Ferndruckrundfunk ersetzt werden. Dann brauchen die Nachrichten von den einzelnen Teilnehmern nicht mehr zu bestimmten Zeiten und teilweise chiffriert durch Hörempfang aufgenommen zu werden, sondern sie würden — auch wenn der Teilnehmer nicht anwesend ist — geheim ferngedruckt in Klartext einlaufen.

Unstabile Röhrenschwingungen und deren technische Verwendung.[1])

Von F. Trautwein.

Werden mit Hilfe einer Elektronenröhre durch Rückkopplung Schwingungen erzeugt, z. B. in der Anordnung nach Abb. 1, so entsteht im allgemeinen

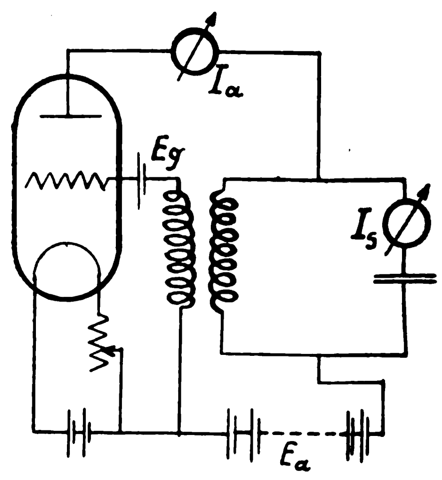


Abb. 1. Rückkopplungsschaltung.

ein stabiler Schwingungszustand. Diese Bezeichnungsweise soll nicht nur auf die allgemeinen technischen Merkmale des Röhrengenerators hinweisen, wie z. B. die Gleichmäßigkeit der Frequenz und Amplitude, die ihu von manchen anderen Schwingungserzeugern wertvoll unterscheidet, sondern wir wollen damit im folgenden eine ganz bestimmte

[1]) Die experimentellen Untersuchungen wurden im Telegraphentechn. Reichsamt, Abt. Versuche, ausgeführt, die Apparate sind Erzeugnisse der südd. Radio-Telefon-A.-G. München.

physikalische Vorstellung verbinden, nämlich die weitgehende Unabhängigkeit der Schwingungsamplitude J_s von den Betriebsbedingungen, insbesondere dem Ruhepotential E_g des Gitters und der Stärke der Rückkopplung M. Besonderes technisches Interesse kommt der Abhängigkeit der Schwingungsamplitude vom Ruhepotential des Gitters zu, die in Abb. 2 (gestrichelte Linie) dargestellt ist. Als Parameter sind noch von Einfluß auf diese Beziehung außer den technischen Eigenschaften der verwendeten Röhre insbesondere die Rückkopplung M und die Dämpfung des Schwingungskreises, wofür in Abb. 2 bestimmte Werte angenommen sind. Die Bemessung dieser Parameter ändert aber nicht den grundsätzlichen

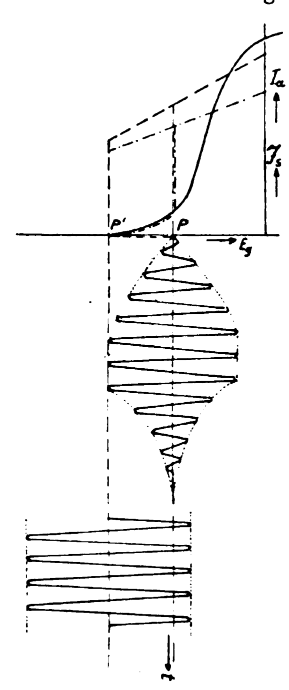


Abb. 2. Reißdiagramm.

Verlauf dieser Beziehung, nämlich die verhältnismäßig geringe Abhängigkeit der Schwingungsamplitude von dem Gitterruhepotential das Vorhandensein der „Schwingungshysteresis", d. h. die Erhaltung einmal vorhandener Schwingungen selbst bei einem Ruhepotential, welches weit unterhalb des wirksamen Teils der statischen Kennlinie (in Abb. 2 voll ausgezeichnet) liegt. Diese Stabilität, ein großer Vorteil des Röhrengenerators in seiner Verwendung als Sender für die drahtlose Telegraphie, ist für die drahtlose Telephonie dann ein Nachteil, wenn man die Amplitudensteuerung im akustischen Rhythmus durch Änderung des Gitter-Ruhepotentials bewirken will, ein Verfahren, welches sehr naheliegend und technisch sehr einfach wäre. Man erkennt aus Abb. 2 ohne weiteres, daß durch Änderung des Gitter-Ruhepotentials die Schwingungsamplitude nur ungenügend moduliert werden kann und daß beim Auftreten großer Modulationsamplituden die Gefahr des Abreißens der Schwingungen besteht. Diese Verhältnisse sind eingehend untersucht von Rukop[2]), welcher das Diagramm für Abb. 2 als Reißdiagramm bezeichnet. Theoretisch behandelt sind sie von Appleton und van der Pool.[3]) Die Erklärung der Schwingungshysterese ergibt sich leicht, wenn man den bekannten Ansatz von Valauri nach S auflöst

$$S = \frac{C \cdot R}{M} + \frac{L}{R_i}.$$

Diese Gleichung gibt an, welche Steilheit S der Röhrenkennlinie erforderlich ist, damit bei gegebenen Dimensionen des Schwingungskreises (Widerstand R, Selbstinduktion L und Kapazität C, Rückkopplungskoeffizienten M und inneren Röhrenwiderstand R_i) Schwingungen möglich sind. Geht man von stark negativen Werten des Gitterpotentials nach der positiven Richtung so gelangt man an einen Punkt P (Abb. 2) der Röhrenkennlinie, in welchem die Steilheit gerade dem Valaurischen Ansatz genügt und die Schwingungen einsetzen. Ihre positiven Halbwellen kommen auf immer höhere Werte der Steilheit und die Schwingungen schaukeln sich daher auf bis zu einem Endwert, dessen Größe sich aus den Schwingungskreis- und Röhrenkonstanten bestimmen läßt, worauf im Augenblick nicht genauer eingegangen werden soll. Allgemein läßt sich von der erreichten Schwingungsamplitude sagen, daß sie über ein größeres Gebiet der Röhrencharakteristik arbeitet, in dem die Steilheit verschiedene Werte hat. Man kann einen Mittelwert der Steilheit annehmen, durch welchen die Schwingungsamplitude bestimmt wird. Man erkennt bereits durch eine oberflächliche Betrachtung, daß dieser Mittelwert der Steilheit nicht mehr erheblich zunehmen kann, wenn man das Gitter-Ruhepotential noch höher positiv als den Punkt P wählt. Der Mittelwert wird ein Maximum erreichen, wenn man sich in der Mitte der Röhrencharakteristik befindet. Geht man von einem solchen Wert mit dem Gitter-Ruhepotential wieder nach der negativen Richtung, so sind bei dem Punkt P noch die stationären Schwingungen vorhanden, sie werden auch noch bestehen bleiben, wenn man noch weiter ins negative Gebiet geht, denn die positiven Scheitel reichen immer noch in solche Gebiete der Steilheit, deren Mittelwert zur Aufrechterhaltung der Schwingungen genügt. Man kommt endlich zu einem Punkt P', wo dies gerade nicht mehr möglich ist und die Schwingungen abreißen. Nebenbei sei bemerkt, daß dieses Ein- und

[2]) Zeitschr. f. techn. Physik 5 (1924), 260 ff.
[3]) Phys. Ber., 4. Jahrg. (1923), 90.



Aussetzen der Schwingungen in mannigfaltiger Weise technisch ausgenützt werden kann, z. B. zur Konstruktion eines Relais, das bei einem bestimmten Schwellwert anspricht und dann festhält. Meßtechnisch kann man die Erscheinung ausnützen, z. B. zur Dämpfungsmessung eines Schwingungskreises durch Bestimmung der Steilheit im Punkte P. Ferner kann man aus der Breite der Schwingungshysterisschleife den Scheitelwert der Gitter-Schwingungsamplitude eines Röhrengenerators bestimmen.

Wie bereits erwähnt, arbeiten die Gitterschwingungsamplituden über Gebiete verschiedener Steilheit. Die Kurvenform des Anodenwechselstromes ist also gegenüber der der Gitterwechselspannung verzerrt; letztere ist wegen des Einflusses des Schwingungskreises, der die Verzerrung stark herabdrückt, praktisch sinusförmig. Allgemein kann man sagen, daß die Schwingungserzeugung mit dem rückgekoppelten Röhrengenerator ohne Verzerrung überhaupt nicht möglich ist, denn die Rückkopplung treibt die Gitteramplitude so weit, bis sie zu einem oberen und unteren Grenzwert kommt, bei welchem die Steilheit zu weiterer Amplitudenerhöhung nicht mehr ausreicht.

Die Kurvenverzerrung ist, abgesehen von dem Fall, daß sich das Gitter-Ruhepotential genau in der Mitte der Röhrencharakteristik befindet, unsymmetrisch, d. h., es tritt eine Gleichrichterwirkung auf.

Die Gleichrichtereffekte sind in physikalischer und technischer Hinsicht besonders wichtig z. B. bei Schwingaudien und der in folgendem zu beschreibenden Anordnung.

Die Gleichrichterwirkung ist am stärksten an der Stelle der stärksten Kennlinienkrümmung, die mit dem Punkt P, in dem die Schwingungen einsetzen, ungefähr zusammenfällt. Betrachten wir jetzt den Verlauf des Anodengleichstroms in Abhängigkeit von dem Gitterruhepotential, wiederum ausgehend von stark negativen Werten, so fällt dieser bis zu dem Punkt P mit der statischen Kennlinie zusammen. In diesem Punkt nimmt der Anodengleichstrom sprunghaft einen beträchtlichen Wert an infolge der unsymmetrischen Kurvenverzerrung der hier einsetzenden Schwingungen. Bei höherem Gitterruhepotential nimmt, wie bereits erwähnt, die Schwingungsamplitude zu. Die gleichzeitig eintretende Änderung der Gleichrichterwirkung, deren Größe von der durch die Schwingungskreis- und Röhrenkonstanten bestimmten Lage des Punktes P abhängt, ist von verhältnismäßig geringem Einfluß, so daß der Anodengleichstrom zunimmt. In dem Symmetriemittelpunkt der Röhrencharakteristik schneidet der Verlauf des Anodengleichstroms die statische Kennlinie. Die Verhältnisse bei noch höherem Gitterruhepotential wollen wir aus unserer Betrachtung ausschließen. Beim Zurückgehen des Gitterruhepotentials entsteht ein ähnlicher Verlauf des Anodengleichstroms, wie dies für den Wechselstrom im Schwingungskreis der Fall ist, d. h. eine Hysteresisschleife, die in demselben Punkte aufhört, in welchem die Schwingungen aussetzen. Der Verlauf des Anodengleichstroms ist in Abb. 2 durch die strichpunktierte Linie dargestellt.

Es ist sehr naheliegend, diesen eigentümlichen Verlauf des Anodengleichstroms für technische Zwecke auszunützen. Das bereits erwähnte Festhalterelais wird z. B. zur Konstruktion eines Anrufsignals verwendet. Besonders naheliegend ist es, den Sprung beim Einsetzen der Schwingungen, d. h. die Stelle von unendlich großer Steilheit zur Erzielung hoher Verstärkungsgrade zu verwenden; leider ist dies wegen der Hystereissschleife nicht ohne weiteres möglich. Cusins[4]) und in ähnlicher

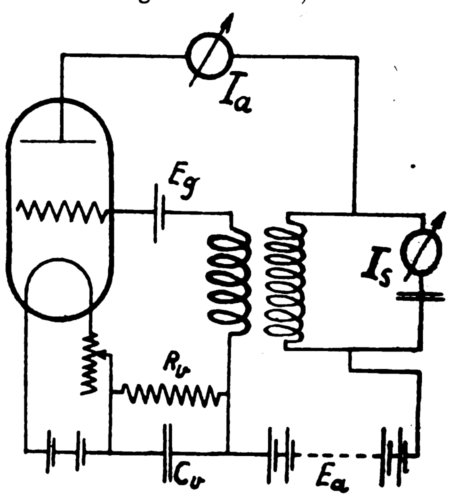


Abb. 3. Verkettungsschaltung.

Weise Armstrong[5]) überwinden diese Schwierigkeit, indem sie die Schwingungen periodisch zerhacken, so daß sie sich immer wieder von neuem aufschaukeln können. Dabei wird die Zerhackungsfrequenz so gewählt, daß sie oberhalb der Frequenz der zu verstärkenden Impulse und unterhalb der Schwingungsfrequenz liegt. Das Verfahren von Armstrong, das dieser als „superregeneration" bezeichnet, hat für den drahtlosen Telephonieempfang Bedeutung gewonnen.

Ausgehend von einem ähnlichen Bestreben, wurde vom Verfasser die Hysteresis dadurch beseitigt, daß der beim Einsetzen der Schwingung entstehende plötzliche Zuwachs des Anodengleichstroms dazu verwendet wird, das Gitterpotential im gleichen Augenblick auf denjenigen Punkt herabzudrücken, bei welchem die Schwingungen wieder abreißen. Es gelingt dies mit

[4]) Jahrb. d. drahtl. Tel., 20. Jahrg. (1922), 93, 193.
[5]) Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. (1917), 3.

Hilfe eines dem Gitter- und Anodenkreis gemeinsamen Widerstandes, welcher vom Verfasser als „Verkettungswiderstand“ bezeichnet wird. Es ergibt sich somit die in Abb. 3 dargestellte Anordnung. Der Verkettungswiderstand R_v ist ein Kondensator (Verkettungskondensator) C_v parallel geschaltet, welcher den Wechselstromanteil des Anodenstroms unmittelbar zur Kathode führt. Es gelingt

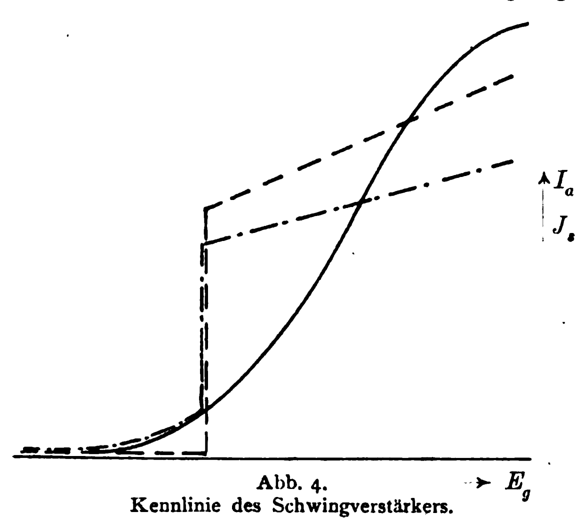


Abb. 4.
Kennlinie des Schwingverstärkers.

durch diesen Kunstgriff, wie später gezeigt wird, unschwer, die Hysteresisschleife praktisch zu beseitigen und man erhält also eine Beziehung zwischen dem Gitterruhepotential und dem Anodengleichstrom von der in Abb. 4 dargestellten Form. Sieht man dabei ganz von dem Vorhandensein hochfrequenter Schwingungen ab, so stellt eine solche Anordnung technisch einen Verstärker dar, dessen

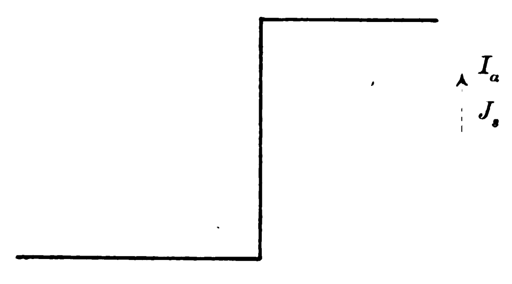


Abb. 5.
Strombegrenzung durch den Schwingverstärker.

Verstärkungscharakteristik eine Stelle von unendlich großer Steilheit aufweist und der daher zur Erzielung erstaunlich hoher Verstärkungsgrade geeignet ist. Für einen solchen Verstärker wurde die Bezeichnung „Schwingverstärker“ gewählt. Dabei ist vorausgesetzt, daß die Frequenz der zu verstärkenden Impulse klein ist gegenüber der des Wechselstroms im Schwingungskreise.

Für die technischen Verwendungsmöglichkeiten bemerkenswert ist ferner die scharfe Begrenzung der Kennlinienstelle von unendlicher Steilheit. Bei Anwendung starker Rückkopplung ist die Neigung gegen die Abszisse oberhalb des Sprungs verhältnismäßig gering und es gelingt eine Kennlinie von der in Abb. 5 dargestellten Form zu erreichen; besonders, wenn man durch eine Zweiröhrenanordnung zwei derartige Kennlinien zusammensetzt, z. B. in der in Abb. 6 dargestellten Schaltung. Man kann mit einer solchen Anordnung Amplituden verschiedener Größe auf ein bestimmtes Maß begrenzen und dadurch eine Reihe technischer Probleme, z. B. die Beseitigung starker Störungen beim Empfang hochfrequenter Signale lösen.

Ziehen wir nun auch noch die Vorgänge im Schwingungskreis, welche beim Vorhandensein des Verkettungswiderstandes mit Parallelkondensator auftreten, in den Kreis unserer Betrachtungen, so bemerken wir eine Reihe von Erscheinungen, welchen in physikalischer und technischer Hinsicht eine sehr große Bedeutung beizumessen ist.

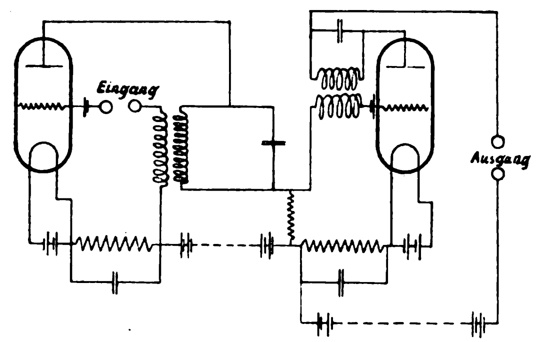


Abb. 6. Zweiröhren-Schwingverstärker.

Wir wollen uns im folgenden darauf beschränken, diese Erscheinungen physikalisch zu beschreiben und durch Versuche zu demonstrieren. Die theoretische Behandlung soll einer späteren Abhandlung vorbehalten bleiben.

Es ist ohne weiteres zu erwarten, daß durch die Beseitigung der Hysteresisschleife des Anodengleichstroms auch die Schwingungshysteresis beseitigt wird, was in der Tat der Fall ist. Wenn es sich um die Modulation hochfrequenter Schwingungen für die Zwecke der drahtlosen Telephonie durch einfache Änderung des Gitterpotentials handelt, so hat man durch die Verkettungsschaltung mindestens das Abreißen der Schwingungen bei starken Modulationsamplituden vermieden. Infolge des Kennliniensprungs entsteht zwar eine Kurvenverzerrung, die man jedoch durch lose Rückkopplung auf ein erträgliches Maß zurückführen kann. Nach Versuchen des Verfassers mit einer solchen Anordnung ist die Musik gegen Kurvenverzerrungen empfindlicher als die Sprache, da entstellende Kombinationstöne und Nebengeräusche entstehen, doch ist bei richtiger Di-

mensionierung der Rückkopplung die Kurvenverzerrung, die übrigens auch bei anderen Modulationsverfahren vorhanden ist, gering. Die Sprache ist gegen Kurvenverzerrungen auffallend unempfindlich, es ändert sich zwar die Klangfarbe, doch wird die Verständlichkeit dadurch nicht berührt. Es wurde im Gegenteil durch diese Versuche festgestellt, daß beim Vorhandensein eines Kennliniensprungs, in welchem man das Gitterruhepotential verlegt, durch Bevorzugung der kleinen Amplituden eine besonders klare, konsonantenreiche Sprachwiedergabe erzielt wird. Die Sprachübertragung ist andererseits sehr empfindlich gegen ungleichmäßige Behandlung der einzelnen Frequenzbereiche, wie dies bekanntlich bei Verwendung von Niederfrequenztransformatoren unvermeidlich ist. Besonders bemerkenswert ist, daß es mit Hilfe dieser Modulationsanordnung oder soweit es sich um reine Niederfrequenzübertragung handelt, mit Hilfe eines Schwingungsverstärkers gelingt, Sprechströme, welche infolge von schädlichen Resonanzen und Unterdrückung hoher Frequenzen bis zur Unkenntlichkeit entstellt sind, so zu entzerren, daß eine gut verständliche Sprache erzielt wird. Dieses Verfahren sollte daher für den Fernsprech-Weitverkehr Beachtung finden.

Haben wir die mit dem einfachen Röhrengenerator erzeugten Schwingungen als stabil bezeichnet, so ist für den nach Beseitigung der Schwingungshysteresis entstandnen Zustand, um in dem Vergleich mit den mechanischen Gleichgewichtslagen zu bleiben, die Bezeichnung indifferent am Platze, denn jeder Lage des Gitterruhepotentials entspricht ein bestimmter Wert des Anodenstroms, während dieser im stabilen Zustande unbestimmt und von der Vorgeschichte abhängig sein kann. Der Vergleich wird noch sinnfälliger, wenn man die Erscheinungen betrachtet, welche beim Ankoppeln eines Sekundärkreises auftreten, doch soll zunächst noch die Betrachtung der Schwingungszustände des einfachen Kreises abgeschlossen werden.

Wählt man den Wert des Verkettungswiderstandes größer als zur Beseitigung der Hysteresisschleife erforderlich ist, so entsteht unmittelbar nach Erreichung des Punktes P infolge Aufschaukelns der Schwingungen ein Anodengleichstrom, der an dem Verkettungswiderstand einen Spannungsabfall erzeugt, welcher das Gitterpotential unter den Abreißpunkt P' herunterdrückt. Die Röhre ist in diesem Augenblick vollkommen verriegelt und der Schwingungskreis ist sich ganz selbst überlassen. Die Schwingungen klingen nach Maßgabe des Dämpfungsdekrements ab. Es ist naheliegend, diesen Schwingungsvorgang als labil zu bezeichnen, da ein quasistationärer kontinuierlicher Wechselstrom nicht unterhalten werden kann. Der Verkettungskondensator C_v, welcher das Potential E_v des Spannungsabfalls am Verkettungswiderstand R_v angenommen hat, entlädt sich über diesen nach dem bekannten Exponentialgesetz und das Gitterpotential erreicht nach einer danach zu bestimmenden Zeit wieder den Punkt P, in welchem die Schwingungen von neuem einsetzen, um gleich darauf wieder abzureißen und so fort. Es entstehen also im akustischen Zeitabstand aufeinander folgende Schwingungsgruppen, welche den bekannten gedämpften Schwingungen sehr ähnlich sind. Wir haben es somit mit einem Röhrengenerator für gedämpfte Schwingungen zu tun. Einen ähnlichen Effekt erzielte **Armstrong**, indem er zugleich einen hochfrequenten und einen niederfrequenten Kreis mit einer Röhre durch Rückkopplung erregte. Es entstehen bei dieser Anordnung gleichfalls gedämpfte Schwingungszüge und zwar handelt es sich um einen ganz ähnlichen Vorgang wie bei der Verkettungsschaltung, nämlich ein periodisches Umspringen um die beiden Grenzen der Hysteresisschleife. **Armstrong** bezeichnet diesen, von ihm auf andere Weise erklärten Vorgang als Selbstmodulation.

Die Frequenz der Selbstmodulation ist bei der Verkettungsschaltung im wesentlichen bestimmt durch die Zeitkonstante der aus Widerstand und Kondensator bestehenden Stromverzweigung. Eine Selbstmodulationsperiode zerfällt in zwei Abschnitte, nämlich das Aufschaukeln der Schwingungen bis zur Erreichung des Abreißpotentials (P') am Gitter und das Abklingen der Schwingungen. Betrachten wir zunächst den Vorgang im zweiten Abschnitt der Modulationsperiode, so haben wir zu dessen Beginn sehr einfache Verhältnisse, nämlich einen schwingenden Kreis, welcher plötzlich sich selbst überlassen ist und in welchem die Schwingungen in bekannter Weise abklingen. Gleichzeitig und unabhängig davon klingt der Spannungsabfall am Verkettungswiderstand ab. Benötigt die Entladung des Verkettungskondensators eine längere Zeit als das Abklingen der Schwingungen, d. h., ist das Produkt $C_v \cdot R_v$ groß, so ist der Abklingungsvorgang rein, im umgekehrten Falle setzt ein neuer Schwingungszug ein, bevor der alte abgeklungen ist, ähnlich wie die Partialfunkenbildung beim **Wien**schen Löschfunkengenerator. In beiden Fällen bestimmt also im wesentlichen die Zeitkonstante des Verkettungswiderstandes die Dauer des zweiten Abschnittes einer Selbstmodulationsperiode. Und zwar trifft dies für den ersten Fall exakt zu, während im zweiten Fall die noch vorhandenen Schwingungen das neue Aufschaukeln etwas früher auslösen als die Spannung am Verkettungswiderstand den Einsatzpunkt P erreicht hat.

Der Anschwingvorgang in dem ersten Abschnitt einer Selbstmodulationsperiode vollzieht sich nach einem etwas verwickelteren Gesetz,

das außer durch das Dämpfungsdekrement des Schwingungskreises auch noch durch den Rückkopplungsgrad und die Röhreneigenschaften bestimmt ist. Die Vorgänge sind theoretisch behandelt von Möller[6]).

Auch hier sind wieder zwei Fälle zu unterscheiden:

1. Die Schwingungen erreichen ihren stationären Zustand, bevor der Spannungsabfall am Verkettungswiderstand, das Gitterpotential auf den Abreißpunkt P' herabgedrückt hat. Dies ist der Fall bei großem $C_v \cdot R_v$, d. h. langsamem Potentialanstieg.

2. Die Schwingungen haben ihren stationären Zustand noch nicht erreicht, wenn das Gitterpotential infolge des Spannungsabfalls am Verkettungswiderstand schon auf den Abreißpunkt P' angekommen ist. Dieser Zustand ist insofern bemerkenswert, als hier die Selbstmodulationsfrequenz wesentlich durch die Schwingungskreiskonstanten, insbesondere die Dämpfung, bestimmt ist, während der Einfluß der Dämpfung bei den stabilen Schwingungen nicht so offenkundig in Erscheinung tritt. Ein stark gedämpfter Kreis schaukelt sich schneller auf seine Endamplitude auf, infolgedessen wird der Selbstmodulationston eines solchen höher sein, als der eines schwächer gedämpften Kreises. Man kann auf dieser Basis z. B. eine Meßmethode zum Dämpfungsvergleich aufbauen.

Die Empfindlichkeit der Selbstmodulationsfrequenz gegenüber den Verhältnissen im Schwingungskreis führt zu einer Reihe bemerkenswerter technischer Anwendungsmöglichkeiten. In erster Linie tritt ein Empfangsverfahren für drahtlose Telegraphie hervor, bei welchem die Selbstmodulationsfrequenz durch das Einfallen der hochfrequenten Signale abgedrängt wird, so daß die Telegraphiezeichen als Tonhöheunterschiede hervortreten, was ganz ähnlich klingt wie der Überlagerungsempfang von Poulsen-Stationen, die mit Verstimmungswelle arbeiten. Diese Erscheinung der Tonabdrängung durch das Einfallen synchroner Schwingungen ist physikalisch als ein Mitnahmeeffekt zu erklären. Die einfallenden Schwingungen unterstützen den lokalen Schwingungsvorgang und ändern die An- und Ausschwingzeiten und somit die Selbstmodulationsfrequenz. Es handelt sich hier also technisch betrachtet um eine Verbesserung des von Möller[7]) entwickelten Mitnahmeempfangs durch Ersatz des Gleichstromgalvanometers durch einen akustischen Indikator. Da das menschliche Ohr akustische Frequenzen, die um wenige Prozent voneinander verschieden sind, ohne Schwierigkeit voneinander zu unterscheiden vermag und die Lautstärke des Selbstmodulationstons an sich sehr stark ist, ist der Tonabdrängungsempfang um ein vielfaches lautstärker als der gewöhnliche Überlagerungsempfang. Ein weiterer erheblicher technischer Vorteil des Tonabdrängungsempfangs ist der, daß kein besonderer Hilfsgenerator erforderlich ist, wie bei dem Heterodyneempfang und daß genau auf Resonanz gearbeitet wird, ohne daß eine Verstimmung zur Erzielung eines Überlagerungstones notwendig wird wie beim Schwingaudion.

Für den Hochfrequenz-Telephonieempfang ist ein selbstmodulierender Schwingungskreis zunächst nicht geeignet, da der Selbstmodulationston den Telephonieempfang zerstört. Wenn man den Selbstmodulationston über Hörgrenze verlegen kann, so entsteht mit dem technisch viel einfacheren Hilfsmittel des Verkettungswiderstandes derselbe Effekt, welcher von Armstrong als superregeneration bezeichnet wird. Dies ist bisher jedoch nur bei kurzen Wellenlängen gelungen, da für die längeren Wellen die An- und Abschwingzeiten bereits in das akustische Gebiet fallen.

Wie bereits erwähnt, bedarf es jedoch bei der Ausnützung der Anschwingvorgänge zur Erzielung hoher Verstärkungsgrade nicht der periodischen Zerhackung, wenn man den Verkettungswiderstand so dimensioniert, daß die Schwingungshysteresis gerade beseitigt ist, ohne daß bereits Selbstmodulation eintritt, also der indifferente Zustand vorhanden ist, auf den wir nochmals kurz zurückkommen wollen. Obgleich dieser ein Übergangszustand ist, ist er doch technisch in einfacher Weise herzustellen, wenn man zunächst selbstmodulierte Schwingungen erzeugt und den Verkettungswiderstand allmählich verringert, bis die Selbstmodulation gerade aufhört. Wenn man statt des Verkettungswiderstands die Rückkopplung verringert, kann man unter Umständen gleichfalls diesen Punkt erreichen. In diesem indifferenten Zustande der Röhrenschwingungen werden diese durch einfallende synchrone Hochfrequenz-Telephonieschwingungen in ihrer Amplitude von diesen mitgenommen, wobei die Gefahr des Entstehens von Überlagerungstönen wesentlich herabgesetzt, also der Mitnahmebereich gewissermaßen verbreitert ist. Verfasser bezeichnet daher diesen Zustand als Modulationstendenz. Für den deutschen Rnndfunkempfang ist eine derartige Empfangsmethode behördlich noch nicht zugelassen, da ja die Empfangsantenne Schwingungen ausstrahlt. Die Gefahr der Störung benachbarter Empfangsstationen ist jedoch bei richtiger Bedienung nicht vorhanden, im Gegenteil kommt einer derartig schwingenden Antenne sogar eine beträchtliche Relaiswirkung zu. Wir bemerken, daß die Anordnung für den Telephonieempfang im Zustande der Modulationstendenz genau übereinstimmt mit der oben beschriebenen Senderanordnung für

[6]) Möller, Die Elektronenröhren, 2. Aufl., 112 u. 115.
[7]) Jahrb. d. drahtl. Tel. **17** (1919), 256.

drahtlose Telephonie. Soweit kein allzu starkes Mißverhältnis zwischen der Sender- und Empfängerleistung besteht, läßt sich also ein und dieselbe Anordnung gleichzeitig als Sender und Empfänger verwenden, wodurch das Problem des hochfrequenztelephonischen Gegensprechens, sowie des Relaisbetriebs auf derselben Welle gelöst ist.

In physikalischer Beziehung bemerkenswert ist das Verhalten unstabiler Röhrenschwingungen, wenn ein zweiter Schwingungskreis angekoppelt wird. Während bei der stabilen Erregungsweise immer nur eine der beiden Koppelschwingungen unterhalten werden kann, die sich bei Verstimmen des Sekundärkreises in der bekannten Erscheinung des Ziehens gegeneinander ablösen, sind im Zustande der Modulationstendenz und in einem weiten Bereich der Selbstmodulation beide Koppelschwingungen gleichzeitig möglich. Ein genaueres Eingehen auf die physikalischen Zusammenhänge soll der erwähnten späteren Arbeit vorbehalten bleiben, wir wollen uns hier mit dem Hinweis begnügen, daß die beiden Koppelschwingungen zu Schwebungen, d. h. Amplitudenänderungen führen, welche nach Aufhebung der Stabilität von unserem Röhrengenerator ohne Schwierigkeiten ausgeführt werden. In der Theorie des Ziehens erklärt man die Tatsache, daß beim gewöhnlichen Röhrengenerator sich immer nur eine der beiden Koppelschwingungen halten kann, dadurch, daß diese gegeneinander um 180^0 in Phase verschoben sind, so daß die Rückkopplungsbedingung nur für eine der beiden Koppelschwingungen erfüllt ist. Daß bei der unstabilen Erregungsweise beide Koppelschwingungen gleichzeitig möglich sind, erklärt sich daraus, daß die Energienachlieferung aus der Röhre in die Schwingungskreise nur über einen Teil der Schwebungsperiode erfolgt, während in der ganzen übrigen Zeit die Schwingungskreise sich selbst überlassen bleiben. Aus der stoßartigen Erregungsweise erklärt sich auch die bemerkenswerte Reinheit der Schwingungsvorgänge. Während die Frequenz der gewöhnlichen Röhrenschwingungen stark von den Betriebsverhältnissen der Röhre abhängig ist, insbesondere der Heizung und Anodenspannung, bei deren Änderung also Frequenzschwankungen auftreten, sind die mit unstabiler Erregungsweise erzeugten Koppelschwingungen in hohem Grade unabhängig von den Betriebsbedingungen der Röhre. Es gelingt leicht, bei einer Wellenlänge von 1000 m einen Schwebungston von ca. 1000 Perioden pro Sekunde so konstant zu halten, daß trotz Änderung der Heizung Änderungen der Tonhöhe durch Feststellung sekundenlanger Schwebungen mit einer Stimmgabel nicht wahrnehmbar sind. Nehmen wir die Hochfrequenz zu $3 \cdot 10^5$ Perioden pro Sekunde und die Schwebungsfrequenz mit der Stimmgabel zu ca. $^1/_3$ Perioden an, so ergibt sich aus diesem Versuch, daß die Frequenzänderung kleiner ist als der 10^6. Teil der Hochfrequenzschwingung, gewiß eine physikalisch sehr bemerkenswerte Tatsache. Die Koppelschwingungen lassen sich in einfacher Weise dadurch nachweisen, daß man in den Anodenkreis des unstabilen Röhrengenerators ein Telephon legt, welches auf die gleichgerichteten Impulse des Anodenstromes anspricht.

Die Erzeugung von Koppelschwingungen nach der Methode des Verkettungswiderstandes wurde von Heegner[8]) physikalisch und teilweise theoretisch untersucht, nach Kenntnisnahme der experimentellen Arbeiten des Verfassers.

Die außerordentliche Klarheit der physikalischen Vorgänge lassen die dargestellte Erregungsweise der Kopplungserscheinung insbesondere auch zu einem wertvollen Demonstrationsversuch für den physikalischen Unterricht werden. Bemerkt sei noch, daß es durch sorgfältige Dimensionierung der Verkettung, Rückkopplung usw. möglich ist, sogar die Kopplungsschwingungen von mehreren Kreisen experimentell zu realisieren. Bei drei gekoppelten Kreisen gelingt es noch leicht, alle drei Koppelschwingungen als Dreiklang hörbar zu machen, bei vier Kreisen ist es dem Verfasser bereits gelungen, vier von den fünf möglichen Schwebungstönen hörbar zu machen.

Unstabile Schwingungszustände treten unter Umständen auch bei anderen Röhrenschaltungen auf. Bekannt sind die rhythmischen Gitteraufladungen beim Audion, wenn der Gitterableitungswiderstand sehr hoch gewählt wird. Rschewkin und Wwdensky[9]) haben die dabei entstehende Selbstmodulationserscheinung untersucht. Es gelingt auch, mit Hilfe der gewöhnlichen Audionsschaltung Schwebungen zu unterhalten. Der Vorteil der Verkettungsschaltung, welche mit der Audionsschaltung sehr verwandt ist — die Verkettungsschaltung entsteht aus der Audionsschaltung dadurch, daß der Anodenstrom über den Gitterwiderstand fließt —, ist hauptsächlich der, daß der Verkettungswiderstand wesentlich kleiner ist als der Gitterableitungswiderstand (ca. 10^4 gegenüber 10^8 Ohm) und daher die Regelung der richtigen Dimensionierung technisch leichter durchzuführen ist.

Durch vorstehende Aufführung sollte gezeigt werden, daß den unstabilen Schwingungszuständen, welche man in der Technik bisher ängstlich vermieden hat, bei richtiger Dimensionierung ihrer elektrischen Bestimmungsgrößen ein weites Gebiet in Technik und Physik offen steht.

[8]) Jahrb. d. drahtl. Tel. **22** (1924), 73.
[9]) Phys. Zeitschr., Jahrg. 1922, 150.

Chemie und Physik des Glühlampen-Vakuums.

Von Franz Skaupy, Berlin-Lichterfelde.

§ 1. Definition. Unter dem Vakuum einer Glühlampe darf man sich nicht etwa das vollkommene Fehlen eines Gasinhaltes vorstellen. Wenn auch die Luft in der Birne außerordentlich verdünnt ist, so ist doch immer eine so große Anzahl von Molekülen verschiedener Gase und Dämpfe vorhanden, daß die Lampe in verschiedenster Richtung durch sie ganz entscheidend beeinflußt wird. Auch ist das Vakuum nicht in allen Herstellungs- und Gebrauchsstadien der Lampe dasselbe, es wechselt sowohl bezüglich des Druckes wie der Zusammensetzung des Gases. Der Gasinhalt ist nicht nur durch den beim Auspumpen zurückbleibenden Rest gegeben, sondern auch durch die Gase und Dämpfe, die von den inneren Teilen der Lampe, insbesondere der Glaswand, den metallischen Stromzuführungen und dem Leuchtkörper, während des Pumpprozesses und auch noch nach dem Abschmelzen von der Pumpe abgegeben werden. Auch aus der Pumpapparatur kommen fremde Gase, z. B. Quecksilberdampf, Öldämpfe und Feuchtigkeit, in die Lampe. Endlich pflegt man absichtlich Substanzen einzubringen, die das Vakuum und damit die in der Lampe beim Brennen sich abspielenden Vorgänge beeinflussen sollen.

§ 2. Die Vorgänge in der Lampe, die nicht durch den Gasinhalt bedingt sind. Die für eine Glühlampe wesentlichsten Vorgänge spielen sich in der Lampe unseres Wissens auch ab, wenn das Vakuum ein möglichst vollkommenes ist, so daß man annehmen kann, daß sie mit dem Gasinhalt in keinem notwendigen Zusammenhang stehen. Ich meine die Licht- und Wärmestrahlung des glühenden Drahtes bzw. Fadens, die Elektronenemission, die Verdampfung des Leuchtkörpers, endlich die Veränderung des Leuchtkörpers, insbesondere an seiner Oberfläche durch Rekrystallisation und Verdampfung. Es muß die Frage offen bleiben, ob nicht auch diese Erscheinungen wesentlich anders verlaufen würden, wenn es gelänge, ein wirklich vollkommenes Vakuum in der Glocke zu erzielen und auch die festen Innenteile der Lampe vollkommen gasfrei zu machen. Wenigstens gibt es heute schon einige Beobachtungen, die diese Möglichkeit näherrücken [Suhrmann, Zt. f. Physik **13** (1923), 17; Knipping, Naturwissenschaften 1923, 756]. Vorläufig können wir annehmen, daß die diese Vorgänge bestimmenden Zahlenwerte bei möglichster Vervollkommnung des Vakuums definierten Grenzwerten sich nähern.

Von der Licht- und Wärmestrahlung will ich hier nur sagen, daß sie nicht während der ganzen Lebensdauer der Lampe konstant sind, sondern durch eine Änderung der Leuchtkörperoberfläche wesentlich beeinflußt werden, die im Laufe des Brennens auftritt. Der durch den Herstellungsprozeß an der Oberfläche rauhe Draht pflegt sich nach kurzem Brennen zu glätten, wodurch die Strahlung weniger geschwärzt, d. h. selektiver, wird. Offenbar ist daran vor allem die Verdampfung des Drahtes schuld, die für das in der heutigen Glühlampe ausnahmslos verwendete Wolfram von I. Langmuir quantitativ gemessen wurde (Phys. Rev. **2** (1913), 329). Bei längerem Brennen treten noch andere Oberflächenänderungen auf, auf die ich später zurückkomme.

Die Elektronenemission des Drahtes einer hochvakuierten Lampe ist eine sehr geringe, wie leicht verständlich wird, wenn man sich die Beziehungen ins Gedächtnis ruft die nach der Theorie der Verstärkerröhren infolge der Raumladung zwischen der Elektronenemission im hohen Vakuum einerseits, und dem Abstande und der Gestalt der Elektroden andererseits, bestehen. Bei der Glühlampe wirken alle diejenigen Teile des glühenden Drahtes als Kathode einer solchen Emission, die gegenüber irgendwelchen anderen stromführenden Teilen der Lampe, vor allem dem restlichen Teil des Glühfadens, ein negatives Potential aufweisen. So gering auch diese Emission des Drahtes ist, so groß ist ihre Bedeutung für alle Vorgänge in der Lampe, die mit einem schlechten Vakuum zusammenhängen, wie wir später noch sehen werden.

Die Absorption der Licht- und insbesondere der Wärmestrahlung in der Wandung der Glühlampenglocke ist nicht unbedeutend. Sie bewirkt eine Erhöhung der Glockentemperatur beim Brennen der Lampe, die ihrerseits zur Abgabe von Gasen aus der Wand, also zu einer Verschlechterung des Vakuums führen kann. Besonders störend ist sie bei Lampen, die bereits durch Verdampfung und Zerstörung des Leuchtkörpers geschwärzt sind.

§ 3. Vorgänge in der Lampe, die mit dem Gasinhalt zusammenhängen. Eine Glühlampe zeigt nach dem Abschmelzen von der Pumpe einen Druck von etwa 0,001 mm Quecksilber. Wird die Lampe nunmehr eingeschaltet, dann tritt, sowie die Glühdrahttemperatur gewisse Werte erreicht hat, ein blaues, die ganze Glocke erfüllendes Leuchten auf, das eine elektrische Gasentladung anzeigt. Ist nicht genügend Widerstand vor die Lampe geschaltet, dann kann diese Entladung die Form eines Lichtbogens annehmen und zu einem Durchschmelzen der Drahtenden und somit zur Zerstörung der Lampe führen. Da die Entladung einen Nebenschluß zum Leuchtdraht bildet und beliebig hohe Stromstärken annehmen kann, spricht man von einem Kurzschluß in der Lampe. Ist jedoch genügend Widerstand vor die Lampe geschaltet, dann ver-

schwindet das Leuchten meist nach kurzer Zeit, ohne daß die Lampe Schaden leiden kann, und es läßt sich nachweisen, daß durch diese Entladung das Vakuum der Lampe außerordentlich verbessert wurde und nunmehr einem Gasdruck von nur 10^{-6} mm Quecksilber oder noch weniger entspricht. Bei dauerndem Brennen einer guten Lampe mit der üblichen Belastung wird das Vakuum immer besser und erreicht Werte in der Gegend von 10^{-8} mm Quecksilber. Die gute Lampe schafft sich demnach das Vakuum selbst, das sie zu ungestörtem Brennen braucht. Ist eine Lampe dazu nicht imstande, weil sie nicht genügend sorgfältig von Luft und den von ihren Innenteilen, z. B. der Glaswand, abgegebenen Gasen und Dämpfen befreit ist, und somit die Entladung die zu große Menge der Gasreste nicht zu beseitigen vermag, dann kann die Entladung längere Zeit bestehen bleiben, sei es in der dem Auge durch das blaue Licht sichtbaren, sei es in einer weniger intensiven und daher nicht sichtbaren Form. Man merkt dann schon nach kurzem Brennen eine starke Schwärzung der Glocke, bedingt durch Zerstäubung des Fadens. Daraus ist ersichtlich, daß ein gutes Vakuum für eine gute Glühlampe eine Vorbedingung ist. Die eben erwähnte, durch Zerstäuben der als Kathode wirkenden Teile des Drahtes hervorgerufene Schwärzung ist nicht zu verwechseln mit der, die durch einfache Verdampfung des Drahtes auch bei einer Lampe mit gutem Vakuum auftritt, allerdings nach weit größeren Brennzeiten, ferner auch nicht mit der durch Spuren von Wasserdampf hervorgerufenen gleich zu besprechenden.

§ 4. Die Natur der in der Lampe vorhandenen Gasreste und ihre Wirkung wurde von I. Langmuir im wesentlichen geklärt [Trans. Am. Inst. Elect. Eng. 32, 1921 (1913)]. Es zeigte sich, daß außer den Bestandteilen der Luft auch noch Kohlenoxyd, Kohlensäure, Wasserstoff, Kohlenwasserstoffe und Wasserdampf vorhanden sind. Die meisten dieser Bestandteile erwiesen sich in kleinen Mengen als unschädlich, einzig und allein der Wasserdampf zeigt auch in kleinster Menge eine außerordentlich schädliche Wirkung, die nach Langmuir in folgender Weise zustande kommt: Zwischen dem glühenden Faden und dem Wasserdampf findet eine Reaktion statt, bei der ein Oxyd des Wolframs (W_2O_5) entsteht, das verdampft und sich auf der Glaswand niederschlägt. Der entstehende Wasserstoff dissoziiert bei der hohen Temperatur des Glühfadens in seine Atome und ist in dieser sehr aktiven Form imstande, das an der kalten Glocke befindliche Oxyd zum Metall zu reduzieren, wobei sich der Wasserdampf zurückbildet und den glühenden Draht von neuem angreifen kann. Es entsteht so ein Kreislauf, der auch bei Anwesenheit sehr geringer Mengen Wasserdampf zu einer raschen Zerstörung des Leuchtkörpers und einer starken Schwärzung der Lampenglocke führt.

Man wird aus dem Gesagten ersehen haben, daß ein Abbau des Wolframleuchtkörpers durch drei im Prinzip gänzlich verschiedene Prozesse erfolgen kann. 1. durch reine Verdampfung, 2. durch kathodische Zerstäubung, 3. durch chemische Wirkung, insbesondere von Wasserdampf. Praktisch ist bei einer guten Lampe die erste, bei einer schlechten die dritte Wirkung ausschlaggebend.

Als Quelle des so schädlichen Wasserdampfes hat sich in erster Linie die Glaswand der Lampenglocke erwiesen. Nach der Herstellung in der Hütte nimmt sie unter dem Einfluß der feuchten Atmosphäre an ihrer Oberfläche Wasser auf, das sich nur durch sorgfältiges Pumpen unter gleichzeitigem Erhitzen von der Oberfläche der Glocke wieder entfernen läßt. Eine vollständige Beseitigung der Wasserhaut gelingt nur durch ganz besondere Mittel [Pirani und Lax, Zt. f. techn. Physik **3** (1922), 232; Pirani, Zt. f. Phys. **9**, 327].

Während sich so der Wasserdampf auch in kleiner Menge sehr schädlich erweist, können andere Gasreste nur in größerer Quantität und zwar dann schädlich werden, wenn sie zu einer elektrischen Entladung durch die Lampe und der dadurch bedingten Zerstäubung des Drahtes, in extremen Fällen zur Ausbildung des schon in § 2 erwähnten Kurzschlusses führen, der die Lampe vollkommen zerstört.

§ 5. Die Verdampfung des Leuchtkörpers. Die Strombelastung und somit die Temperatur des Leuchtkörpers wird bei der Vakuum-Glühlampe (von den sogenannten gasgefüllten Lampen ist an dieser Stelle nicht die Rede) so gewählt, daß der Abbau des Leuchtkörpers durch reine Verdampfung und die dadurch bedingte Schwärzung der Glocke erst nach recht langen Brennzeiten merklich wird. Die Verdampfung des Wolframs ist also maßgebend für die Belastbarkeit der Lampe. Sie kann zum Unterschied von den anderen zwei Abbauprozessen, wenigstens bei der Vakuumlampe, durch kein Mittel beseitigt werden. Aber auch für diesen reinen Verdampfungsprozeß haben sich neuerdings einige recht interessante neue Gesichtspunkte ergeben. Schon vor mehr als 10 Jahren war mir aufgefallen, daß Wolframfäden in Lampen, die an Gleichstrom längere Zeit gebrannt hatten, eine eigenartige gezahnte Oberfläche angenommen hatten, während bei Wechselstrombetrieb die Fäden vollkommen glatt und im Querschnitt rund blieben. In den letzten Jahren wurde die Erscheinung bei der Osram-Gesellschaft an Wolframeinkristalldrähten näher untersucht und es zeigte sich auch bei diesen dasselbe Bild. Die

Abb. 1 und 2 zeigen je einen mit Wechselstrom und einen mit Gleichstrom längere Zeit gebrannten Einkristalldraht. Wir rückten einer theoretischen Erklärung um ein gutes Stück näher, als sich herausstellte, daß auch bei Wechselstromlampen die gezahnte Oberfläche auftreten kann, dann aber immer in der Nähe der Halter. Es war bekannt, daß die Drähte der Wechselstromlampen mechanische Transversalschwingungen ausführen. Damit war dargetan, daß die Drähte an den Stellen, wo sie in Ruhe sind, also bei Wechselstromlampen an den Haltern, bei Gleichstromlampen in der ganzen Länge, die glatte Oberfläche verlieren, an den bewegten Stellen aber nicht. Weiterhin wurden wir von geschätzter kristallographischer Seite[1]) darauf aufmerksam gemacht, daß Kristalle beim Auflösen in ihrer mehr oder weniger gesättigten Lösung ganz analoge Unterschiede zeigen, in ungesättigter Lösung behalten sie eine glatte Oberfläche, in fast gesättigter Lösung nehmen sie eine ähnlich gezahnte Oberfläche an, wie unsere Drähte bei Gleichstrombetrieb. Diese Feststellung führte zur Auffassung, daß der ruhende Draht von einer Wolframdampfhülle umgeben ist, während der durch Wechselstrom bewegte gewissermaßen dauernd in frisches Vakuum kommt, wenn man diesen Ausdruck gebrauchen darf. Es erhebt sich die für die Erkenntnis des Verdampfungsprozesses wichtige Frage, wie es möglich ist, daß sich eine Wolframdampfhülle um den glühenden Draht im hohen Vakuum halten kann und wie groß der Partialdruck dieser Hülle ist. Ist er nicht größer als der Gasdruck in der Lampe, also außerordentlich klein, dann ließe sich die Dampfhülle einfach durch eine vom Restgas behinderte Abwanderung des verdampften Wolframs vom Drahte erklären. In diesem Falle müßte die Erscheinung vom Vakuum der Lampe abhängig sein, worüber Untersuchungen noch fehlen. Es sei nicht verschwiegen, daß die hier gegebene Erklärung mit Rücksicht auf die sehr große freie Weglänge in dem herrschenden hohen Vakuum großen Bedenken unterliegt.

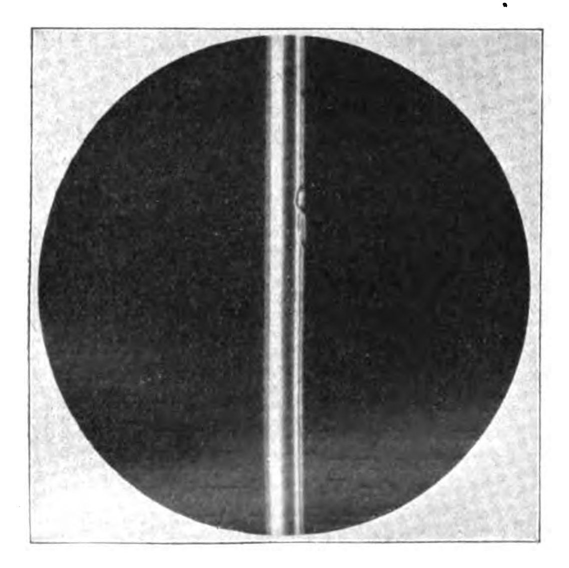


Abb. 1. Einkristalldraht nach längerer Gleichstromglühung.

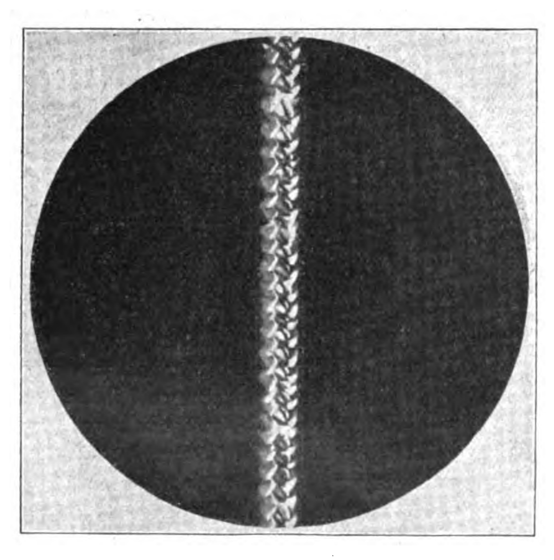


Abb. 2. Einkristalldraht nach längerer Wechselstromglühung.

Eine zweite eigenartige Verdampfungserscheinung bei Wolframdrähten, die unabhängig von der Stromart auftritt, beruht darin, daß die Drähte nach langem Brennen einen polygonalen Querschnitt annehmen und ebene Begrenzungsflächen erhalten [vgl. R. Groß, F. Koref und K. Moers, Zt. f. Physik **22** (1924), 317]. Es tritt die Kristallbegrenzung hervor entsprechend der verschiedenen Verdampfungsgeschwindigkeit der verschiedenen Netzebenen des Wolframkristalls. Da der runde Querschnitt alle möglichen Begrenzungsflächen nebeneinander enthält, muß es möglich sein, durch absichtliche Wahl ebener Begrenzungsflächen am Draht, die den Netzebenen geringster Abbaugeschwindigkeit parallel sind, den Abbau des Leuchtkörpers wesentlich geringer zu gestalten als bei runden Drähten.

§ 6. Künstliche Beeinflussung des Vakuums durch lampenfremde Substanzen. Schon zurzeit der Kohlenfadenlampe hatte man begonnen, Substanzen in die Lampe einzuführen, die entweder den Pumpprozeß erleichtern oder einen dauernd günstigen Einfluß auf die Vorgänge in der Lampe haben sollten. Insbesondere diente der rote Phosphor diesem Zwecke. In geringer Menge in eine Lampenglocke eingeführt und beim ersten Einschalten des Glühdrahtes zur Ver-

[1]) Professor R. Groß in Greifswald.

dampfung gebracht, erzeugt er in kürzester Zeit auch bei wenig sorgfältig gepumpten Lampen ein sehr hohes Vakuum. Durch Untersuchungen von Hamburger [Proc. Amsterdam **21** (1919), 1062—77] ist festgestellt, daß Phosphordampf unter dem Einflusse einer elektrischen Entladung alle Gase, mit Ausnahme der Edelgase, zu binden vermag. Die entstehenden Verbindungen kondensieren sich offenbar an den kalten Teilen der Lampe. Der im § 3 beschriebene Selbstevakuierungsprozeß geht, wenn auch in weniger ausgiebigem Maße, auch ohne Gegenwart von Phosphor vor sich. Es ist wohl anzunehmen, daß er auf einem ähnlichen elektrochemischen Prozesse zwischen den Restgasen und zerstäubendem Leuchtkörpermaterial beruht. Auch einfache Adsorption an letzterem findet statt.

Außer Phosphor wurden im Laufe der Zeit die verschiedensten anderen Substanzen (die Amerikaner bezeichnen alle diese Substanzen als Getter) zur Verbesserung des Vakuums verwendet. Ihre Wirkung ist eine recht verschiedenartige. Die eine Gruppe beseitigt den für den Faden so schädlichen Wasserdampf, beispielsweise vermag eine geringe Menge Phosphorpentoxyd, an eine kalte Stelle der Lampe gebracht, die Wasserdampfschwärzung vollständig zu verhindern. Ähnlich wirken sehr viele Salze (Chloride, Fluoride, Sulfate, Borate usw.), die in feiner Verteilung in kleiner Menge in die Lampe eingeführt werden. Da sie durch den Erhitzungsprozeß beim Auspumpen von Feuchtigkeit befreit sind, vermögen sie, dank ihrer großen Oberfläche, beträchtliche Wasserdampfmengen fest zu binden und den Lampeninhalt trocken zu halten. Eine andere Art von Gettern erzeugt in der Lampe einen sehr geringen Halogen- oder Sauerstoffpartialdruck, beispielsweise hat man früher Doppelchloride des dreiwertigen Thalliums in die Lampe gebracht und auf diese Art Lampen höherer Kerzenstärken erzeugt, die trotz wesentlich höherer Belastung und Lichtausbeute keine Schwärzung zeigten. (Vgl. D. R. P. Nr. 246820). Ihre Wirkung beruht wahrscheinlich darauf, daß die von diesen Substanzen abgegebenen kleinen Halogenmengen das verdampfte oder sonstwie vom Faden abgelöste Wolfram in hellgefärbte, die Glocke nicht schwärzende Verbindungen verwandeln. Manchen Gettern muß man eine kombinierte Wirkung zuschreiben: Wasserdampfentfernung, allgemeine Gasabsorption, Hellfärbung der Verdampfungs- und Zerstäubungsprodukte des Fadens. Recht verschieden ist die Art, wie diese Substanzen in die Lampe eingeführt werden. Bald bringt man sie auf den Leuchtkörper, von dem sie beim ersten Einschalten verdampfen oder abgeschleudert werden, bald auf das Traggestell des Fadens, in einzelnen Fällen auf die Glockenwandung. Mit Bezug auf die historische Entwicklung kann gesagt werden, daß die günstige Wirkung der Halogen abgebenden Substanzen der Ausgangspunkt für die Entwicklung des Getterproblems wurde, wenn man vom roten Phosphor absieht, der, wie erwähnt, bereits seit langer Zeit in der Glühlampenindustrie angewendet wird.

§ 7. Das Egalisieren des glühenden Leuchtkörpers. Der drahtförmige Leuchtkörper der Glühlampe geht in den meisten Fällen beim Brennen dadurch zugrunde, daß eine oder mehrere Stellen dünner sind oder werden, als die übrigen Teile. Der geringere Querschnitt bewirkt eine Erhöhung des Spannungsabfalls und eine Überhitzung, die schließlich zu einer Unterbrechung des Drahtes führt. Man hat daher frühzeitig versucht, (schon bei Kohlefadenlampen) durch Einbringen von Dämpfen, die das Material des Leuchtkörpers als Bestandteil enthalten, z. B. Wolframhexachlorid bei Wolframleuchtkörpern, die dünner gewordenen Stellen wieder zu verdicken und so die Fäden zu egalisieren. Da die Zersetzung des Wolframchlorids gerade an den höher temperierten Stellen rascher vor sich geht, ist dieser Prozeß im Prinzip möglich und läßt sich bei genügendem Partialdruck des Chlorids tatsächlich durchführen. Praktisch ist es jedoch nicht gelungen, die Lebensdauer der Lampe auf diese Weise zu verlängern, da allerlei schädliche Nebenwirkungen auftreten.

§ 8. Die gasgefüllten Lampen. Zum Schluß muß ich noch mit wenigen Worten auf die sogenannte gasgefüllte Glühlampe eingehen, die sich von der Vakuumlampe dadurch unterscheidet, daß Stickstoff oder Argon, oder ein Gemisch beider, mit einem Druck von etwas weniger als einer Atmosphäre in der Lampe vorhanden ist und gleichzeitig der Leuchtkörper schraubenlinienförmig gewunden ist, um die Wärmeableitung durch das Gas auf einen möglichst geringen Betrag zu bringen. Das Füllgas hat den Zweck, die Verdampfung des Leuchtkörpers möglichst zu verzögern, was offenbar in der Weise geschieht, daß sich um den letzteren eine Wolke von übersättigtem Wolframdampf (übersättigt bezüglich der in der Wolke herrschenden Temperatur, nicht übersättigt bezüglich der Temperatur des Leuchtkörpers) ausbildet, die der Verdampfung entgegenwirkt und gestattet, das Wolfram auf wesentlich höhere Temperatur zu bringen als bei der Vakuumlampe. Die schädliche Wirkung des Wasserdampfes ist auch bei solchen Lampen sehr deutlich zu spüren und kann durch ähnliche Mittel verhindert werden, wie bei den Vakuumlampen. Auch Kurzschlüsse können vorkommen, doch ist hier ihr Auftreten nicht vollständig geklärt.

Eine vergessene Methode der quantitativen Spektralanalyse.

Von F. Löwe.

Inhalt: Zusammenfassender Bericht über die in beschränktem Sinne quantitativen spektralanalytischen Methoden von Hartley, Leonard und Pollok, sowie von de Gramont: gesetzmäßiger Zusammenhang zwischen der Konzentration eines Bestandteiles in einer Mischung und der Anzahl der von ebendiesem Element im normalisierten Funkenspektrum emittierten Spektrallinien, der „beständigen" Linien Hartleys und der „letzten" Linien de Gramonts, deren physikalische Eigenschaften und Beispiele praktischer Anwendungen.

Für die ablehnende Haltung, die der Chemiker gegenüber der Spektralanalyse bisher eingenommen hat, sind wohl die Überfülle der Spektrallinien wichtiger Elemente, wie des Eisens, und die Mannigfaltigkeit der spektroskopischen Lichtquellen und Beobachtungsmethoden entscheidend gewesen. Sobald nämlich es einigen Chemikern gelungen war, eine durchgreifende Beschränkung der Zahl der für analytische Zwecke erforderlichen oder besser ausreichenden Spektrallinien der Elemente, und gleichzeitig eine Beschränkung der Lichtquellen auf zwei, je eine Funkenstrecke für flüssige und für feste Körper, und der Beobachtungsmethoden auf eine, die Photographie des Spektrums, vorwiegend im Ultraviolett, vorzunehmen, stellten sich die wenigen, die die grundlegenden Arbeiten W. N. Hartleys, Leonard und Polloks, sowie A. de Gramonts kannten, sogleich neu zur Spektralanalyse ein und haben sie mit Erfolg zu einer in einem gewissen Sinne quantitativen analytischen Methode ausgebildet, die während des Krieges und nachher in Frankreich und Nordamerika, aber auch nur da, wertvolle praktische Ergebnisse geliefert hat, während sie in den übrigen Zentren der Stahlindustrie, England, Schweden, Deutschland und Österreich vergessen geblieben ist.

Die spektroskopischen Grundtatsachen der Methode. Derselbe Hartley, dem wir den Ausbau des Studiums der ultravioletten Absorptionsspektra für die Konstitutionschemie verdanken, schuf von 1884 an die Grundlagen für die quantitative Emissionsspektroskopie. Er stellte fest, daß in seiner für die Verdampfung von Lösungen eingerichteten Funkenstrecke bei gleichbleibender Erregung des Funkens und gleicher Belichtungsdauer ein Element von seinen Linien um so weniger liefert, je geringer die Konzentration der Lösung an diesem Elemente ist, und daß diese Regel sowohl für flüssige als für feste Lösungen (Legierungen) gilt. Diese letztere, außerordentlich wichtige und später auch von de Gramont bestätigte Tatsache setzte Hartley, sowie Leonard und Pollok in den Stand, die Spektra aller dafür geeigneten Elemente in einer neuen Form von Wellenlängentabellen darzustellen, in Tabellen mit prozentischer Abstufung. Das ziemlich zerstreute Beobachtungsmaterial hat F. Twyman in seinen Wellenlängentabellen für Spektralanalyse[1]) übersichtlich zusammengestellt, und seine nach steigenden Wellenlängen geordnete Tabelle der „beständigen" Linien der Elemente, — so nannte Hartley die auch bei geringen Konzentrationen noch vorhandenen Linien, — nur 1067 Linien für 29 Elemente, ist für den spektroskopisch arbeitenden Chemiker sehr lehrreich. Neben jeder Linie eines Elements steht in der dritten Kolumne die nächst höhere desselben Elements; so gestaltet sich die Durchmusterung auch eines linienreichen Spektrums, wenn man nur eine Wellenlängenteilung oder wenigstens ein gut bekanntes Vergleichsspektrum mit auf dem Spektrogramme hat, spielend einfach, da die Tabelle immer angibt, wo nach der nächsten Linie des fraglichen Elements zu suchen ist. Dem Benutzer der Tabelle bleibt also das Nachschlagen in der Wellenlängentabelle des Elements, die alle nur je von einem fleißigen Physiker aufgefundenen Linien des Elements enthält, erspart, er kann sich auf die wenigen „beständigen", in Twymans Tabelle enthaltenen Linien beschränken, und erfährt außerdem aus einem den Linien angehängten Index, welcher Größenordnung der Konzentration, ob 1 %, 0,1 %, 0,01 % oder 0,001 %, die Linien angehören, die er auf seiner Platte vorfindet. Wir haben also in der Zusammenfassung der Arbeiten von Hartley, sowie Leonard und Pollok eine systematisch durchgearbeitete, in einem speziellen Sinne quantitative Spektralanalyse für schwach konzentrierte Lösungen oder Legierungen.

A. de Gramonts gleiche Ergebnisse. Fast gleichzeitig, aber unabhängig, hat de Gramont mit Funkenspektren fester Körper und von Schmelzflüssen, in die die Probe in Pulverform gebracht war, festgestellt, welche Linien bei abnehmender Konzentration eines Elements zuletzt verschwinden; er nennt diese Linien letzte Linien der Elemente und findet für 82 Elemente nur 307 letzte Linien. Seine Tabelle ist nach den französichen Namen der Elemente alphabetisch geordnet, auch er versieht die Linien mit einem Index, der allerdings nur die Reihenfolge des Verschwindens der Linien bei abnehmendem Gehalte, aber keinen Konzentrationswert, angibt. Trotzdem verwertet auch de Gramont die Spektrographie zur quantitativen Analyse in dem oben definierten Sinne. Er empfiehlt, dicht neben das Spektrum der Probe mit dem unbekannten Gehalte an dem fraglichen Elemente Spektra von Vergleichslegierungen oder -Mischungen mit bekanntem Gehalte zu photographieren. Er macht sich also von dem Einwande frei, den man vielleicht gegen die Hart-

[1]) Verlag von Ad. Hilger, London.



leyschen Tabellen erheben kann, daß es nämlich unerläßlich ist, bei den Aufnahmen der Spektra der Proben genau dieselben elektrischen Verhältnisse wieder herzustellen, die während der Aufnahme der grundlegenden Spektra für die Tabellen geherrscht haben; de Gramont gewinnt also für die Anpassung von Kapazität und Selbstinduktion an die Erfordernisse der gerade vorliegenden Probe einen größeren Spielraum, als seine Vorgänger ihn in ihrer bewußten Beschränkung auf bestimmte, mit Sicherheit einzuhaltende und auch von ihnen als den Urhebern ihrer Methode jahrelang eingehaltene elektrische Bedingungen gehabt haben. De Gramonts letzte Linien sind sämtlich in den „beständigen" Linien seiner englischen Fachgenossen enthalten.

Die physikalischen Eigenschaften der letzten Linien sind nach de Gramont die folgenden: Sie sind nicht notwendig die hellsten Linien des Funkenspektrums eines Elements; sie vertragen die Einschaltung einer starken Selbstinduktion in den Entladungskreis eines Kondensators; sie sind auch im Bogenspektrum und in den heißesten Flammenspektren (Knallgas- oder Azetylensauerstoffgebläse) vorhanden; sie gehören zu denjenigen Spektrallinien eines Elements, die Selbstumkehr aufweisen. Vom Standpunkte der Atomphysik aus erscheinen die reichhaltigen spektroskopischen Tatsachen noch nicht erschöpfend ausgewertet. Auch für de Gramonts letzte Linien hat Twyman[2]) eine praktische Tabelle aufgestellt; diese sollte in keinem modernen Lehrbuche der chemischen Analyse fehlen. Der de Gramontschen Spektralanalyse entziehen sich nur die Elemente Cl, Br, J, O, N, S und Se, die sämtlich auch kein Flammenspektrum haben; dagegen geben andere Metalloide, die ein Bogenspektrum haben, wie As, B, C, P, Si, Te auch letzte Linien.

Anwendungen der quantitativen Spektralanalyse. Mit begreiflicher Befriedigung berichtet de Gramont[3]) über die mannigfachen Anwendungen im Kriege. Er hatte sein Laboratorium und seine Hilfe den militärischen Behörden zur Verfügung gestellt, und hat so die Freude gehabt, die Früchte von zwanzigjähriger Forschungsarbeit selbst im Dienste der Landesverteidigung ernten zu dürfen. Er erhielt z. B. Erze und andere Mineralien und reihte, ebenso wie dies später Basset und Davis[4]) getan haben, die spektrographische Analyse in den Gang der üblichen nassen Analyse ein. Durch ein erstes Spektrogramm, das ihm alle etwa anwesenden Elemente verriet, war er aber in der Lage, aus der systematischen qualitativen Analyse alle Arbeitsgänge wegzulassen für solche Elemente, deren Abwesenheit durch die erste Aufnahme erwiesen war. Schon hierbei stellt sich die große praktische Bedeutung der letzten Linien heraus; fehlen die wenigen für ein Element kennzeichnenden letzten Linien, so fehlt sicher auch das Element.[5]) Weiterhin kann man durch gelegentliche Spektralaufnahmen das Fortschreiten der Analyse kontrollieren; die Einführung der Spektralanalyse in den üblichen Gang der qualitativen Analysen von Mineralien ist eine dankbare Aufgabe für den Mineralchemiker; Anfänge dafür sind durch Leonard und Pollok, de Gramont[6]) und Bassett und Davis[7]) gemacht. Zweitens übernahm de Gramont für vier Firmen der französischen Edelstahlindustrie die laufende Untersuchung von Stahlproben; so wurde sein Verfahren an über 100 Sorten erprobt (mit Zuschlägen von Al, B, Co, Cr, Cu, Mn, Mo, Ni, Si, Ti, V, W). Drittens war es ihm ein leichtes, analytische Sonderaufgaben für die Heeresverwaltung in kürzester Zeit zu lösen, ob es sich nun um die Untersuchung des Leichtmetalls vom Rahmenwerk oder der Ventile eines Zeppelins, um Granatsplitter von den Ferngeschützen, oder Magnetzünder von Flugzeugen handelte. Aus der letzten Aufgabe entwickelte sich eine laufende spektrographische Betriebskontrolle für die Motorenfabrik.

Nach den Richtlinien de Gramonts haben im Bureau of Standards in Washington Meggers, Kiess und Stimson[8]) ein Verfahren zur Analyse nahezu reiner Edelmetalle ausgearbeitet, das, zumal bei Goldproben, für die staatliche Münze zu bemerkenswerten Ergebnissen geführt hat. — Es ist zu hoffen, daß auch bei uns der Chemiker, der Metallurg und der Mineraloge sich die beschriebenen spektographisch-analytischen Methoden zu eigen macht, wobei der Physiker ihm gewiß im Anfange gern helfen wird. Jedenfalls haben wir hier ein typisches Beispiel dafür, wie jahrzehntelange, anscheinend reinwissenschaftliche Arbeiten plötzlich eine technische, wirtschaftliche und militärische Bedeutung gewonnen haben.

Zusammenfassung.

Die Beschränkung auf die beständigen oder letzten Linien hat im Kriege und seitdem in

---

[2]) F. Twyman, Wavelength tables for spectrum analysis London 1923 bei A. Hilger Ltd. Literaturquelle.

[3]) A. de Gramont, Compt. Rend. 171 (1922), 1106 (Tableau des raies de grande sensibilité des éléments, destiné aux recherches analytiques) Literaturquelle.

[4]) A. de Gramont, Revue de métallurgie 19 (1922), 91. (Sur l'emploi de l'analyse spectrographique en métallurgie).

[5]) F. Twyman, l. c., 85—88.

[6]) A. de Gramont, Bull. d. Recherches et d. Inventions, Nr. 9, 480, Juli 1920. (Paris, Verlag v. Lahure); enthält einen ausführlichen Bericht über die mannigfachen Anwendungen der Spektralanalyse im Dienste der militärischen Behörden und der Kriegsindustrie.

[7]) W. H. Bassett und C. H. Davis, Trans. Am. Inst. Min. and Metallurg. Eng. Nr. 1134, Febr. 1922.

[8]) W. F. Meggers, C. C. Kiess und F. J. Stimson Sci. Pap. of the Bureau of Standards 18 (1922), 235. Literaturquelle.

Frankreich und Nordamerika zur Einführung der Spektralanalyse in staatlichen Materialprüfungsämtern und zu einer Bereicherung der metallurgischen Analysen geführt, deren Nachprüfung in den übrigen, Edelstahl erzeugenden Ländern unerläßlich erscheint.

Vorlesungsversuche zur Demonstration des Astigmatismus schiefer Bündel.

Von O. Henker, Jena.

Im Physikunterricht werden bei Behandlung der Bildfehler die sphärische und chromatische Abweichung immer gezeigt, sehr oft auch die Verzeichnung; selten dagegen demonstriert man den Astigmatismus schiefer Büschel, obwohl gerade dieser Bildfehler besonders wichtig ist. Er kommt ja bei den optischen Systemen in Betracht, die ein großes Feld mit verhältnismäßig engen Büscheln abbilden sollen, also beim photographischen Objektiv und beim Brillenglas, den beiden optischen Instrumenten, die von den Laien am meisten gebraucht werden. Deshalb sollte man nie versäumen, diese Fehler zu erklären und zu demonstrieren. Daß sich das mit verhältnismäßig einfachen Mitteln erreichen läßt, möchte ich zu beweisen versuchen.

Bildet man eine gut beleuchtete, punktförmige Öffnung durch ein einfaches, gleichseitiges Brillenglas von $+4$ dptr in einer Entfernung von etwa $2-3$ m ab, so erhält man als Bild eine kleine helle Scheibe. Die bildseitigen Bündel sind kegelförmig.

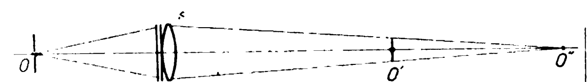


Abb. 1a. Senkrechter axialer Schnitt eines astigmatischen Büschels.

Fügt man der Linse dagegen noch ein sammelndes Zylinderglas von $+1$ dptr mit senkrecht stehender Zylinderachse hinzu, so erhält

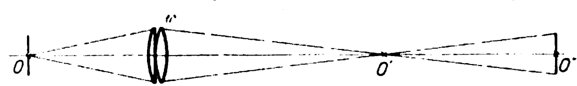


Abb. 1b. Wagerechter axialer Schnitt eines astigmatischen Büschels.

man auf der Bildseite ein astigmatisch deformiertes Bündel, das nicht mehr einen Bildpunkt erzeugt, sondern an zwei verschiedenen Stellen zwei senkrecht zueinanderstehende, schneidenförmige Einschnürungen hat. Dem Objektpunkte entsprechen also jetzt zwei räumlich voneinander getrennte, senkrecht aufeinanderstehende Bildlinien. Im senkrechten Schnitt, in dem die Zylinderlinse keine Wirkung hat, wird das Büschel am Orte O' (Abb. 1a) vereinigt, im wagerechten Schnitt dagegen, wo die Zylinderlinse und die Sammellinse zusammenwirken, schneidet sich das Büschel bereits am Orte des Punktes O' (Abb. 1b). Nur die in diesen beiden Hauptschnitten verlaufenden Strahlen schneiden überhaupt die Bündelachse, alle übrigen laufen windschief zu ihr, es entsteht infolgedessen am Orte der Schnittpunkt des wagerechten Büschels O' eine senkrechte Bildlinie, denn dort ist ja das senkrechte Büschel noch nicht zur Vereinigung gekommen. Bei O'', wo sich das senkrechte Büschel vereinigt, entsteht dagegen eine wagerechte Bildlinie; an dieser Stelle ist das wagerechte Büschel ja schon wieder auseinandergelaufen. Das gilt natürlich streng nur für den Gaussischen Raum. Sieht man sich die verschiedenen Querschnitte durch die Bündel an, so erhält man, wie es in Abb. 2 dargestellt ist, einen

Abb. 2. Achsensenkrechte Schnitte eines astigmatischen Büschels.

Kreis, eine Ellipse mit langer senkrechter Achse, eine senkrechte Linie, eine Ellipse mit langer senkrechter Achse, einen Kreis, den Kreis kleinster Verwirrung, eine Ellipse mit langer wagerechter Achse, eine wagerechte Linie und eine Ellipse mit langer wagerechter Achse.

Setzt man vor das optische System einen Spalt, der nur enge Büschel hindurchtreten läßt, so kann man zeigen, daß das wagerechte Büschel allein den Dingpunkt O nach O', das senkrechte Büschel dagegen denselben Punkt nach O'' abbildet. Ohne diesen Spalt ist also durch ein astigmatisches System ein beliebiges Objekt überhaupt nicht abbildbar. Da aber an den Stellen der engsten Einschnürungen der Bündel jeder Objektpunkt durch eine Bildlinie wiedergegeben wird, so lassen sich gewisse Linien auch durch astigmatische Systeme abbilden. Ersetzt man die beleuchtete punktförmige Öffnung durch ein Kreuzgitter mit wagerechten und senkrechten Linien, so werden die senkrechten Striche am Orte des Bildpunktes O', die wagerechten Striche am Orte des Bildes O'' wiedergegeben. Die von den einzelnen Objektpunkten herrührenden Bildlinien überlagern sich und ergeben so eine scheinbar deutliche Abbildung.

Stellt man wieder den Spalt vor das System und läßt nur die Büschel der beiden Hauptschnitte nacheinander passieren, so sieht man, daß dann an beiden Bildorten eine deutliche Wiedergabe des Kreuzgitters möglich ist.

Eine ähnliche Deformation der bildseitigen Bündel erhält man, wenn man seitlich der optischen Achse liegende Dingpunkte durch ein unkorrigiertes System abzubilden versucht, wie das z. B. bei einem gewöhnlichen Brillenglas vorkommt, wenn ein sich hinter dem Brillenglas bewegendes Auge versucht,

durch den Randteil der Linse ein seitlich gelegenes Ding zu beobachten.

Bildet man eine gut beleuchtete, punktförmige Öffnung O (Abb. 3) durch ein Objektiv in weite Ferne ab und erzeugt sich so einen weit entfernten, leuchtenden Dingpunkt und läßt das von ihm ausgehende Bündel auf ein einfaches, gleichseitiges Brillenglas G von $+ 1$ dptr fallen, so erzeugt das Brillenglas in seiner Brennebene einen deutlichen Bildpunkt O', solange der Objektpunkt auf der optischen Achse liegt. Richtet man aber den Versuch so ein, daß man diesen Kollimator um das feststehende Brillenglas G schwenkt und so die Bündel allmählich immer schräger einfallen läßt, so wird der weit entfernte, leuchtende Dingpunkt O_1 nicht mehr in einem Bildpunkt abgebildet; es entsteht vielmehr ein astigmatisch deformiertes Bündel, das als engste Einschnürungen

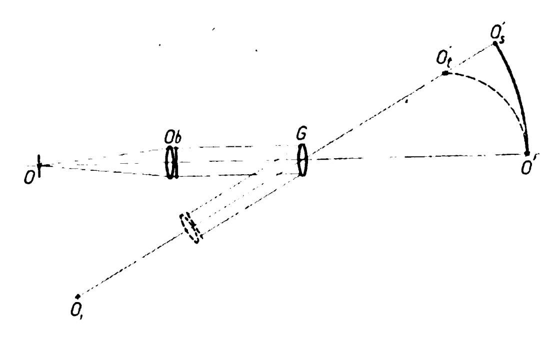


Abb. 3. Astigmatismus schiefer Büschel.

eine dem Glase näher gelegene senkrechte und eine etwas weiter entfernte wagerechte Bild- oder Brennlinie zeigt. Der Querschnitt des Bündels ist an den verschiedenen Stellen der gleiche wie bei der Abbildung eines Objektpunktes durch ein astigmatisches System (Abb. 2). Es kommen jetzt nur noch zwei zueinander senkrecht stehende ebene Büschel, das tangentiale und das sagittale zum Schnitt mit dem Hauptstrahl, alle anderen Strahlen laufen windschief zu ihm und erzeugen so die beiden Brennlinien.

Das hier wagerecht verlaufende, tangentiale Strahlenbüschel hat seinen Schnittpunkt bereits an dem Orte O_t', während sich das sagittale, senkrecht verlaufende Strahlenbüschel am Orte O_s' vereinigt. Man kann die verschiedenen Schnittpunkte der tangentialen und sagittalen Büschel bei verschiedenen Neigungen durch das Aufstellen kleiner Schirme markieren und sieht so, daß der Abstand der beiden Brennlinien, die astigmatische Differenz, mit wachsender Schiefe zunimmt und die Schnittweiten nach dem Rande immer kleiner werden. Alle Bildorte einer Ebene zeigen die Form zweier der Linse ihre hohle Seite zukehrenden Kurven. Da das abbildende System ein achsensymmetrisches ist, muß natürlich jeder Meridianschnitt gleichwertig sein. Wir haben jetzt den Objektpunkt der Bequemlichkeit halber in dem horizontalen Meridian nach der Seite verschoben; man könnte natürlich auch in jedem beliebigen anderen Schnitt die Schwenkung ausführen und müßte dann entsprechend anders gerichtete Brennlinien erhalten. Alle Schnittpunkte der tangentialen und sagittalen Büschel liegen dann auf zwei nach der Linse zu hohlen Flächen, den astigmatischen Bildschalen.

Mit Hilfe eines drehbaren Strahlengangmodells kann man schon recht deutlich zeigen, welche Lage die Brennlinien bei der Abbildung seitlich in verschiedenen Meridianen liegender Dingpunkte erhalten. Am Orte des Schnittpunkts der radial verlaufenden tangentialen Strahlenbüschel entsteht immer eine peripher gerichtete Brennlinie (Abb. 4)



Abb. 4. Periphere Brennlinien tangentialer Büschel.

und an dem Schnittpunkte der peripher gerichteten sagittalen Strahlenbüschel eine radiär gerichtete Brennlinie (Abb. 5).

Trotz der verhältnismäßig großen Brennweite des abbildenden Brillenglases ist die Erscheinung

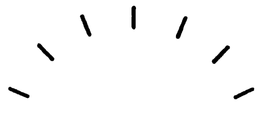


Abb. 5. Radiäre Brennlinien sagittaler Büschel.

doch recht klein und für weiter weg sitzende Zuhörer wenig deutlich. Deswegen ist es sehr viel besser, den Strahlengang umzukehren; dann erhält man die Erscheinung an dem entfernten Projektionsschirm sehr viel deutlicher. Zu diesem Zweck benutze ich einen kleinen Apparat (Abb. 6), in dem einfache Brillengläser als Projektionslinsen verwendet werden. Ich lege dem Versuch den Vorgang beim Sehen durch die Brille zugrunde. Bewegt sich das Auge bei Betrachten ferner Dinge hinter dem feststehenden Brillenglase, so werden die einfallenden Parallelstrahlenbündel durch eine am Orte des Augendrehpunktes zu denkende Blende von der Größe der Augenpupille begrenzt. Bei normaler Anpassung der Brille liegt die Blende etwa 25 mm hinter dem Brillenglasscheitel. Bei dem Versuch ist der Strahlengang, wie gesagt, umgekehrt, die Blende liegt also 25 mm vor dem Brillenglas. Die sonst dem Auge zugewendete Fläche liegt hier dem Bleuchtungssystem zugekehrt (Abb. 7). Die scheiben-

förmige Lichtquelle, den Bogenlampenkrater oder die Kugel einer Punktlichtlampe bildet man durch den Kondensor C in die Blende B ab und beleuchtet so das zwischen Kondensor und Blende gelegene Objekt O.

Bildet man zunächst eine punktförmige Öffnung, die auf der Achse des einfachen, gleichseitigen

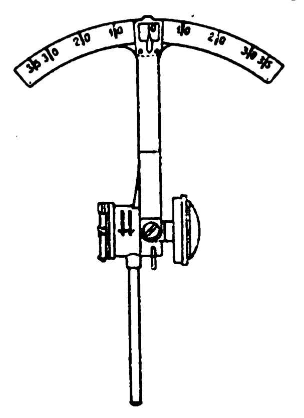


Abb. 6. Schwenkvorrichtung für kleine Linsen.

Brillenglases von etwa + 6 dptr liegt, auf einen entfernten Projektionsschirm ab, dann erhält man ein kleines, deutliches, vergrößertes Bildchen, dieser Öffnung. Will man seitlich der optischen Achse gelegene Dingpunkte abbilden, so schwenkt man nicht mehr den Projektionsapparat, sondern das Brillenglas um die 25 mm davor liegende Blende. — Der kleine Apparat ist so gestaltet, daß die Drehachse durch die Blendenmitte läuft. Die Neigung läßt sich an einer Winkelteilung (Abb. 6) ablesen. Nunmehr liegt die leuchtende kleine

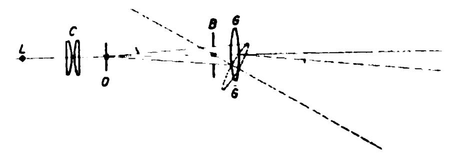


Abb. 7. Erzeugung schiefer Büschel.

Öffnung O seitlich der optischen Achse, und es entsteht infolge des Astigmatismus schiefer Büschel keine deutliche Abbildung mehr. Auf dem Projektionsschirm entsteht als Bündelquerschnitt eine liegende Ellipse, näher der Linse eine wagerechte und noch viel näher eine senkrechte Bildlinie.

Bringt man jetzt den leuchtenden Punkt näher an das abbildende Brillenglas bis an den Ort, wo sich sonst die sagittalen Büschel schneiden, dann entsteht auf dem Projektionsschirm eine radial, in unserm Falle wagerecht verlaufende Linie. Der Demonstrationsapparat ist nun so eingerichtet, daß sich das ganze System noch um eine wagerechte Achse drehen läßt, so daß man nacheinander die Abbildung seitlich gelegener Punkte in allen Meridianen zeigen kann. Dreht man diesen kleinen Apparat, so erhält man auf dem Projektionsschirm nacheinander alle möglichen Lagen der an den Orten der Schnittpunkte der Sagittalstrahlenbüschel liegenden Linien (Abb. 5). Sie sind alle radiär gerichtet. Verschiebt man die kleine leuchtende Öffnung noch näher an das abbildende Brillenglas, bis es an den Schnittpunkt des tangentialen Strahlenbüchels gelangt ist, so entsteht auf dem Projektionsschirm eine senkrecht verlaufende Bildlinie, die beim Drehen des Apparates alle möglichen Lagen einnimmt, und zwar sind, wie man sieht, diese Linien immer peripher gerichtet (Abb. 4).

Blendet man mit Hilfe eines Spaltes nur die sagittalen und die tangentialen Strahlenbüschel heraus, so kann man zeigen, daß bei den verschiedenen Lagen des Systems bei entsprechender Spaltlage der leuchtende Punkt ähnlich abgebildet wird.

Benutzt man ferner als Objekt mehrere in Kreuzform angeordnete leuchtende Öffnungen und bildet sie zunächst durch die Mitte des Brillenglases ab, dann erhält man eine deutliche Wiedergabe. Schwenkt man dagegen das Glas zur Seite, daß das Objekt etwa 35^0 seitlich der optischen Achse liegt, so ist infolge des Astigmatismus schiefer Büschel keine Rede mehr von einer ähnlichen Wiedergabe. Nähert man das Objekt dem Brillenglase bis zum Orte des Schnittpunktes der sagittalen Strahlenbüschel, dann entsteht von jeder leuchtenden Öffnung ein radiär gerichteter Strich. Die den in radiärer Richtung angeordneten Punkten entsprechenden Linien decken sich zum Teil und bilden so eine lange, radiär gerichtete Linie. Durch Drehen des Apparates kann man wiederum die Wiedergabe in allen Meridianen zeigen.

Nähert man das Objekt soweit, daß es am Orte des Schnittpunktes der tangentialen Strahlenbüschel zu liegen kommt, dann entstehen auf dem Schirm peripher gerichtete Linien, deren verschiedene Lage man wieder durch Drehen des Apparates demonstrieren kann.

Nimmt man jetzt als Objekt ein Strichkreuz mit wagerechtem und senkrechtem Arm, so entsteht ein deutliches Bild, wenn die optische Achse durch den Mittelpunkt des Kreuzes verläuft. Schwenkt man dagegen das abbildende System, so daß das Objekt wieder seitlich zu liegen kommt, so ist die Abbildung undeutlich. Nähert man das Objekt dem System bis zum Orte des Schnittpunktes des sagittalen Strahlenbüschels, dann wird die in der Richtung des Tangentialbüschels, also die radiär verlaufende Linie scheinbar deutlich wiedergegeben, weil sich alle die von den einzelnen Dingpunkten entstehenden Linien überlagern. Dreht man den Apparat um die wagerechte Achse, dann kann

ein Kreuzarm nur dann deutlich, wiedergegeben werden, wenn er in der Richtung des Meridians liegt, den die optische Achse des Systems mit der Drehachse des Apparates bestimmt. Man kann auf diese Weise zeigen, daß ein System, das nicht frei vom Astigmatismus schiefer Büschel ist, auf der sagittalen Bildschale radiär gerichtete Linien deutlich wiedergeben kann (Abb. 8).

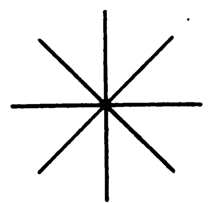


Abb. 8. Zur Abbildung von radiären Linien der sagittalen Bildschale.

Verschiebt man das Objekt so nahe an das System, daß es in den Schnittpunkt des tangentialen Strahlenbüschels fällt, so wird der Kreuzarm deutlich wiedergegeben, der peripher, also in der Richtung des sagittalen Strahlenbüschels, verläuft. So kann man zeigen, daß durch ein astigmatisch nicht korrigiertes System auf der tangentialen Bildschale konzentrisch um die Achse liegende Kreise (Abb. 9) deutlich wiedergegeben werden

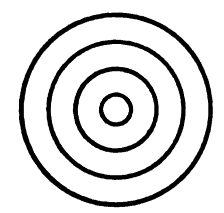


Abb. 9. Zur Abbildung von Kreisen der tangentialen Bildschale.

können. Das sind die beiden Arten der abbildbaren Gullstrandschen Linien. Die Wiedergabe gewisser Linien kann man auch gut demonstrieren, wenn man anstelle des Kreuzes ein Kreuzraster als Objekt verwendet.

Die Wirkung des Astigmatismus schiefer Büschel wird recht deutlich, wenn man als Objekt eine Figur mit allen möglichen Linien anwendet, wie z. B. die in Abb. 10 wiedergegebene. Verfährt



Abb. 10. Objekt zur Demonstration schiefer Büschel.

man unter Verwendung dieses Objektes wie vorher, dann kann man erst zeigen, daß infolge des Astigmatismus schiefer Bündel nur zwei Arten von Linien deutlich wiedergegeben werden können. Verwendet man aber den Spalt und läßt jeweils nur das sagittale oder das tangentiale Büschel hindurchtreten, dann kann auf dem Schirm eine objektähnliche Abbildung erzeugt werden.

Läßt man bei einem weiteren Versuch das Objekt in derselben Enfernung von dem abbildenden System stehen, die notwendig ist, um es durch die Mitte des Brillenglases deutlich abzubilden, so kann man den Astigmatismus schiefer Büschel noch auf andere Art verdeutlichen. Schwenkt man das Brillenglas um etwa 35° zur Seite und stellt den Spalt in die Richtung des sagittalen Strahlenbüschels, dann kann man auf dem Schirm ein deutliches Bild erhalten, wenn man noch ein zerstreuendes Brillenglas, in unserem Falle ein Glas von — 0,75 dptr hinzufügt. Das beweist, daß das Glas bei dieser Neigung im Sagittalschnitt etwas stärker ist wie in der Mitte. Stellt man dann den Spalt in die Richtung des tangentialen Strahlenbüschels, so muß man ein viel stärkeres, zerstreuendes Glas, nämlich ein Glas von — 3,25 dptr hinzufügen, um wiederum eine deutliche Abbildung auf dem Schirm zu erhalten. Im Tangentialschnitt wirkt also das gleichseitige sammelnde Brillenglas noch viel stärker. Entfernt man jetzt den Spalt und fügt dem abbildenden sammelnden System ein zerstreuendes, sphärisches Glas von — 0,75 dptr und ein zerstreuendes zylindrisches Glas von — 2,5 dptr hinzu, dann erhält man wieder eine deutliche Abbildung und zeigt damit, daß ein schief benutztes gleichseitiges Brillenglas wie ein stärkeres astigmatisches Glas wirkt.

Dieselben Objekte bildet man unter gleichen Bedingungen durch ein vom Astigmatismus schiefer Büschel befreites, also ein punktuell abbildendes, gleichstarkes Brillenglas ab, mit dessen Hilfe man zeigen kann, daß auch bei der Abbildung seitlich gelegener Dinge eine objektähnliche Wiedergabe möglich ist. Ein Punkt wird wieder in einen Punkt, eine Linie wieder in eine ähnliche Linie abgebildet usw. Auch ändert sich das Bild nicht, wenn man einen Spalt vor das System anordnet und ihm alle möglichen Richtungen gibt. Einzig und allein hat man zu berücksichtigen, daß das punktuell abbildende Brillenglas am Rande ein wenig schwächer ist als in der Mitte.

So kann man mit einfachen Brillengläsern alle Erscheinungen, die durch den Astigmatismus schiefer Büschel hervorgerufen werden, bequem demonstrieren und braucht dazu nicht die viel komplizierteren photographischen Objektive zu benutzen.

Mit demselben kleinen Apparat kann man außerdem noch den Astigmatismus schiefer Büschel von astigmatischen Systemen, also z. B. von astigmatischen Brillengläsern, zeigen. Zu dem Zweck muß man freilich noch ein astigmatisches Brillenglas fest vor der Blende einfügen, um durch das schwenkbare astigmatische System überhaupt auf dem Schirm ein deutliches Bild erzeugen zu können, gerade wie ein astigmatisches Brillenglas

erst in Verbindung mit einem astigmatischen Auge Dinge auf der Netzhaut deutlich abbildet. Dabei zeigt sich, daß zwei räumlich voneinander getrennte astigmatische optische Systeme eine genau ähnliche Objektwiedergabe nicht leisten können, wie das bei dem korrigierten astigmatischen Auge auch der Fall ist.

Stellt man das astigmatische Brillenglas zunächst so auf, daß eine seitliche Verschwenkung im ersten Hauptschnitt möglich ist, dann zeigt sich bei Verwendung eines sphärozylindrischen Brillenglases wiederum Astigmatismus schiefer Büschel, so daß also beim schrägen Benutzen eines solchen Brillenglases durch das astigmatische Auge eine Korrektion des Sehfehlers nicht exakt möglich ist. Man könnte mit diesem System dieselben Versuche wiederholen wie mit dem achsensymmetrischen. Dreht man das astigmatische Brillenglas und natürlich das kompensierende astigmatische System entsprechend mit, so daß man die Verschwenkung in dem zweiten Hauptschnitt vornehmen kann oder auch in einem beliebigen schrägen Meridian, so kann man zeigen, daß der Astigmatismus schiefer Büschel in den verschiedenen Meridianen verschieden groß ist. Verwendet man dann als Gegenbeispiel ein sphärotorisches Brillenglas günstigster Form, so ist der Astigmatismus schiefer Büschel auf so minimale Beträge heruntergesetzt, daß man ihn bei diesem Experiment nicht mehr zu zeigen vermag. Es wird dann ein beliebiges Objekt bei beliebig schiefer Abbildung in jedem beliebigen Meridian deutlich wiedergegeben. Ein hinter dem astigmatischen Brillenglas bester Form sich bewegendes astigmatisches Auge erhält im Gegensatz zu den zylindrischen Gläsern bei jeder Blickrichtung deutliche Bilder.

Demonstration einer Schalldüsenwirkung.

Von H. Sell

(Referat.)

Eine auffällige Schallwirkung macht sich bemerkbar, wenn Schall aus engen Öffnungen (Düsen) austritt. Die Wirkung besteht ganz allgemein in einer räumlichen Trennung der beiden Schwingungsphasen derart, daß an bestimmten Stellen des Raumes, vorzugsweise eine Druckwirkung, an anderen Stellen vorzugsweise eine Saugwirkung, auftritt. Das gleiche gilt für die Richtung der Bewegung. Die Wirkung wird demonstriert mit einem Telephon, auf das ein kurzer Rohrstutzen aufgesetzt ist, der konisch in eine enge Öffnung mündet. Wird das Telephon mit Wechselstrom betrieben, so bildet sich ein schmaler Luftstrom aus, der so kräftig ist, daß ein unempfindliches bewegliches System mit einem in einem gebogenen Rohr beweglichen Aluminiumteller einen vollen Ausschlag zeigt.

Eine andere Anzeigemethode, welche wesentlich größere Empfindlichkeit besitzt, beruht darauf, daß ein Bolometer in den Luftstrom gebracht wird. Die Wirkung wird mit einem aus dünnen Wolframspiralen bestehenden Bolometer demonstriert, welches über eine Brückenschaltung ein gewöhnliches Telegraphenrelais betätigt. Bei Einschaltung eines schwachen Wechselstroms im Telephonstromkreis wird vermittels des erzeugten Luftstroms ein sicheres Ansprechen des Relais, welches eine Glühlampe einschaltet, erzielt. Die schmale Begrenzung des Luftstromes wird dadurch gezeigt, daß ein in den Luftstrom gehaltener Bleistift augenblicklich die Lampe zum Verlöschen bringt. Die Empfindlichkeit der Methode wird besonders wirksam dadurch demonstriert, daß schon durch ein mit einem gewöhnlichen Mikrophon betriebenes Telephon aus größerer Entfernung durch Pfeifen oder Rufen das Relais und damit die Glühlampe eingeschaltet werden kann.

Verwendungsmöglichkeiten der neuen Methode ergeben sich besonders für akustische Messungen, wobei der große Vorteil einer ausgezeichneten Reproduzierbarkeit besteht, da keine empfindlichen und leicht veränderlichen Zwischenapparate, wie Verstärker und dergl., benutzt werden und die Methode frei von irgendwelchen Resonanzen ist, so daß sich nur ein meist nicht störender Gang der Empfindlichkeit mit der Frequenz ergibt. Bei konstanter Frequenz besteht im Fall der Verwendung eines Bolometers mit Galvanometer als Indikator eine rein lineare Abhängigkeit von Schallamplituden zum Galvanometerausschlag im Gebiet nicht zu großer Schallamplituden. Allgemein ist der Ausschlag ungefähr dem Produkt aus Amplitude und Frequenz proportional.

Ein weiteres Anwendungsgebiet ergibt sich für die Messung von Wechselstromfrequenzen für technische Zwecke. Das Schema einer solchen Anordnung wird durch eine mit Wechselstrom elektromagnetisch angeregte Blattfeder demonstriert, welche ihrer geringen Dämpfung wegen in der Nähe ihrer Eigenschwingung eine sehr starke Abhängigkeit ihrer Amplitude von der erregenden Frequenz besitzt. Bei dieser Anordnung besteht die Düse einfach in einem in der Feder befindlichen Loch. Es bildet sich ebenfalls ein Luftstrom aus, durch den bei eben gut sichtbarer Federamplitude das für den ersten Versuch benutzte bewegliche System ebenfalls einen vollen Ausschlag zeigt.

Die Methode besitzt eine sehr große Empfindlichkeit, indem es möglich ist, bei einer Verstimmung von $1\,^0/_0$ pro Mille eine Skala von 90° zu überstreichen. Für technische Zwecke erreicht man den hier meistens gewünschten breiteren



Meßbereich, indem man unter- bzw. oberhalb der Resonanz der Feder im flachen Teil der Resonanzkurve arbeitet.

Eine lineare Abhängigkeit des Zeigerausschlages von der Frequenz ist durch geeignete Anordnung erreichbar. (Nicht demonstriert.)

Vorführung eines neuen Lautsprechers I.

(Bandlautsprecher und Bandmikrophon.)
(Verkürzt vorgetragen.)

Von W. Schottky.

Inhalt: Nach einigen historischen Angaben über die Entwicklung des im Bandsprecher zur Geltung gebrachten Prinzips werden die zwei wesentlichen mechanisch-elektrischen Bedingungen für den guten Wirkungsgrad eines Lautsprechers behandelt. Bei hohen Frequenzen ist es die „äquivalente Phasenlänge" der Membran, bei tiefen Frequenzen der „Divergensradius" der Schallausbreitung, welcher die Wirksamkeit begrenzt. Es wird eine Formel für die Zahl der hinreichend gleichmäßig wiedergegebenen Oktaven aufgestellt; zum Schluß werden Angaben über den elektrisch-akustischen Wirkungsgrad gemacht.

Der Apparat, den wir Ihnen vorführen wollen, ist der sogenannte Bandlautsprecher, der von Herrn E. Gerlach und mir im Zentrallaboratorium des Wernerwerks der Siemens & Halske A.-G. entwickelt worden ist. Gestatten Sie, daß ich Ihnen zunächst über die Gedankengänge berichte, die uns zu dieser Konstruktion geführt haben; über den schwierigeren Teil unseres Weges, die praktische Durchbildung des Apparates, wird dann Herr Gerlach einige Angaben machen.

Der Grundgedanke, von dem wir im Anfang unserer Versuche, im Herbst 1920, ausgingen, war der einer „luftleichten" Membran, einer Membran, die im wesentlichen nur auf Luft arbeiten sollte, bei der also sowohl die elastischen Kräfte wie die Massenträgheit kleiner sein sollte als die Reaktionskräfte, die die in Bewegung gesetzte Luft (bei freier Schallausbreitung) auf die Membran ausübt. Diese Forderung ist damals keineswegs zum erstenmal erhoben worden; wir erfahren z. B., daß schon während des Krieges von Prof. Gerdien ein elektrostatischer Lautsprecher nach diesem Gesichtspunkt konstruiert wurde, und ebenso ergibt sich diese Forderung aus den zunächst für Wasserschallapparate ausgeführten Untersuchungen von Hahnemann und Hecht. Was uns damals zu Versuchen in dieser Richtung veranlaßte, waren vor allem die schlechten Erfahrungen, die wir mit schweren Membranen gemacht hatten; mochten wir diese Membran direkt oder unter Verwendung von Übertragungen, Resonanzböden, vielfachen Abstimmungen anregen, immer hatten wir mit starken Selektivitäten, Nachhallen, Oberschwingungen zu kämpfen, die sich bei dem frei strahlenden Lautsprecher noch viel unangenehmer bemerkbar machen als bei den ans Ohr gepreßten Telephonen.

Für die Verwirklichung des Prinzips der luftleichten Membran standen zwei Wege zur Verfügung, die den Vorteil der Einfachheit mit dem einer völlig gleichmäßig angreifenden Membrankraft verbanden. Gefordert wurden — wir kommen darauf noch zurück — Membrangewichte von einigen Milligramm pro Quadratmeter, d. h. bei Verwendung von Metallfolien, Dicken von der Größenordnung 5—10 μ. Solche Folien könnte man entweder in ein starkes, elektrostatisches Feld bringen und durch abwechselnd positive und negative Aufladung hin und her bewegen (elektrostatisches Telephon) oder in einem starken Magnetfeld ausspannen und quer zur Richtung der Kraftlinien gleichmäßig von einem Wechselstrom durchfließen lassen. Für das erste Verfahren ergaben Rechnung und Versuch einen etwas schlechteren Wirkungsgrad und geringere Grenzlautstärken als für das zweite; wir sind also durch eine Art von negativem Ausleseprozeß auf das Prinzip des Bandsprechers geführt worden, das sich dann auch, Dank der von Herrn Gerlach geleisteten Entwicklungsarbeit, als brauchbar erwiesen hat.

Wenn ich mich jetzt der Theorie des stromdurchflossenen Bandes im Magnetfelde, der Theorie des Bandsprechers und Bandmikrophons zuwende, so habe ich auch da früherer Versuche auf diesem Gebiet zu gedenken, die uns während unserer Entwicklungsarbeit an den Apparat zur Kenntnis gekommen sind. Vor allem ist hier M. Reinganum in Freiburg zu nennen, der schon in der Physikalischen Zeitschrift 1910 ein „Folientelephon" beschreibt, das aus einem dünnen, stromdurchflossenen Aluminiumblatt besteht, welches allseitig auf einen Rahmen aufgeklebt und in ein starkes Magnetfeld gebracht wurde. Kurz vor dem Kriege haben unabhängig von Reinganum die Herren H. Herrmann und W. Kunze in Halle bei physiologischen Versuchen mit dem Prinzip gearbeitet und die Hintereinanderschaltung mehrerer stromdurchflossener Bänder zum Patent angemeldet.[1]) Die wichtigsten Vorzüge des Bandsprechers: sanftes Arbeiten und Fehlen ausgesprochener Eigenschwingungen sind von Reinganum und dessen Autoren bereits erkannt worden; die gute Wirksamkeit des Bandsprechers und Bandmikrophons ist aber doch an Bedingungen gebunden, die keineswegs allein mit den seither erzielten Fortschritten der Verstärkertechnik zusammenhängen. Diese Bedingungen, die zum Teil eine über unseren speziellen Apparat hinausgehende Bedeutung haben, möchte ich Ihnen jetzt kurz charakterisieren.

---

[1]) Auf diese letzteren Arbeiten hat in Innsbruck Herr Dr. Herrmann in der Diskussion hingewiesen.

Es wurde schon bemerkt, daß es zur Erzielung eines möglichst guten und gleichmäßigen Wirkungsgrades notwendig ist, sowohl die elastischen Kräfte, wie die Massenträgheit der benutzten Membran möglichst klein gegen die Reaktionskräfte der in Bewegung zu setzenden Luft zu machen. Es genügt also nicht, daß man etwa die Grundschwingung der Membran möglichst tief legt und dabei mit verhältnismäßig schweren Massen arbeitet; man muß vielmehr mit sehr leichten Massen arbeiten und die Eigen-Elastizität und die Spannung der Membran trotzdem so gering wählen, daß die Eigenschwingung bei tiefen Frequenzen liegt. Dies läßt sich auf eine von Herrn E. Gerlach in dem folgenden Vortrag anzugebenden Weise erreichen; wir können also das Problem vereinfachen, indem wir die elastischen Kräfte überhaupt vernachlässigen und nur die Massenträgheit der Membran in Betracht ziehen. Dann ergibt sich für das Frequenzgebiet, in dem die Membran eine gute Wirksamkeit zeigt, eine obere und eine untere Grenze, die beide von ganz verschiedenen Faktoren abhängen.

Die obere Grenze der guten Wirksamkeit ist tatsächlich durch die Masse der Membran gegeben. Den anschaulichsten Ausdruck für die Rolle der Membranmasse erhält man, wenn man diese Membranmasse pro Oberflächeneinheit durch die Höhe einer äquivalenten, über der Membran errichtet gedachten Luftsäule von 1 qcm Basis ausgedrückt denkt. Da 1 ccm Luft 1,3 mg wiegt, ist die äquivalente Luftlänge einer Membran gegeben durch:

$$l_o = \frac{s \cdot d}{1{,}3 \cdot 10^{-3}} \text{ cm},$$

wobei s das spezifische Gewicht, d die Dicke der Membran in Zentimeter ist. Für eine Aluminiummembran von $5\,\mu$ Dicke ($s = 2{,}9$, $d = 5 \cdot 10^{-4} c$) wird beispielsweise $l_o = \frac{2{,}9 \cdot 5 \cdot 10^{-4}}{1{,}3 \cdot 10^{-3}} = 1{,}1$ cm; für die Eisenmembran des normalen Fernhörers ergibt sich eine Äquivalentlänge von etwa 83 cm, für die des normalen Magnetlautsprechers sogar von etwa 250 cm. Diese Länge l_o ist nun zu vergleichen mit der durch 2π dividierten Wellenlänge der zu übertragenden Frequenz, die wir, da sie ungefähr den Bereich wiedergibt, in dem in der fortschreitenden Welle die Amplitude noch als gleichphasig angesehen werden kann, als „Phasenlänge" der betreffenden Welle bezeichnen wollen; für diese mit l zu bezeichnende Phasenlänge gilt also:

$$l = \frac{\lambda}{2\pi}.$$

Die Regel, die die Wirksamkeit eines Membransprechapparates nach oben begrenzt, ist nun einfach die, daß der Apparat zu versagen beginnt für Frequenzen, für die $l < l_o$ ist. Nun hängt die Frequenz n mit der Phasenlänge l durch die Beziehung zusammen:

$$n = \frac{a}{2\pi l} \text{ (} a \text{ Schallgeschwindigkeit)} = \frac{5460}{l}.$$

Die oberen Grenzen der guten Wirksamkeit ergeben sich also für frei strahlende Membranen von der angegebenen Äquivalentlänge zu etwa $n = 6000$, $n = 650$ und $n = 200$ Hertz. Aus dieser einfachen Überlegung geht hervor, daß hohe Töne, Konsonanten und Zischlaute nur von „luftleichten" Membranen im natürlichen Verhältnis zu den tieferen Tönen übertragen werden können.[2])

Die untere Grenze der Wirksamkeit eines frei ausstrahlenden Sprechapparates hängt jedoch von einer ganz anderen Größe ab, die wir als den Divergenzradius der Welle unmittelbar über der Membran bezeichnen möchten. Die Einführung dieses Maßes beruht auf den Vergleich der von der Membran ausgehenden Schallausbreitung mit der einer Kugelwelle, die von einer pulsierenden kugelförmigen Membran ausgeht. In beiden Fällen kann man untersuchen, wie der für die Schallausbreitung in Frage kommende Querschnitt mit der Entfernung von der Membran zunimmt und wenn innerhalb einer Phasenlänge Entfernung von der Membran dieses Ausbreitungsgesetz nicht allzu unregelmäßig ist, so kann man es durch eine einzige Konstante charakterisieren, nämlich eben den Radius der Kugel, die eine Welle mit gleicher Divergenz ausstrahlen würde.

Dieser Divergenzradius ist nun für Membranen, deren Abmessungen klein gegen die wiederzugebenden Wellenlängen sind und die nicht in Wände oder Trichter eingebaut sind, außerordentlich klein. Bei der in eine starre Wand eingebauten Kolbenmembran von mittlerer Größe hängt der Divergenzradius von der Frequenz ab; er zeigt für Wellenlängen, die mit den Membranabmessungen vergleichbar sind, unregelmäßige Schwankungen, um bei noch tieferen Frequenzen dann konstant zu werden. Für Membranen, die klein gegen die wiederzugebenden Wellenlängen sind, ist der einzige Weg, zu frequenzunabhängigen und genügend großen Divergenzradien zu gelangen, die Benutzung trichterförmiger Ansätze; die Membran muß auf dem Grunde eines Trichters, im engsten Anschluß an dessen

[2]) Die bei schwereren Membranen verwendete Verengung der Schallführung unmittelbar vor der Membran vermag die Schwere der Membran allerdings bis zu einem gewissen Grade auszugleichen. Dadurch wird aber der Wirkungsgrad in anderen Bereichen herabgedrückt, der anzuwendende Trichter verengt, verlängert usw. Das absolute Optimum für einen großen Frequenzbereich liegt bei er luftleichten Membran.

Wände schwingen, wenn die Divergenz der Welle nicht zu groß, der Divergenzradius nicht zu klein werden soll.

Nach dieser Transformation auf Kugelwellen läßt sich die Bedeutung des Divergenzradius für die Wirksamkeit eines Schallapparates bei tiefen Frequenzen nun ohne weiteres aus der Theorie der Kugelwelle ableiten, wie sie 1916 von Hahnemann und Hecht formuliert wurde.[3]) Die Wirksamkeit einer Kugelmembran beginnt bei Frequenzen zu versagen, bei denen die Phasenlänge l größer wird als der Divergenzradius R. Gut erreichbar sind mit kurzen Trichtern Divergenzradien 3 bis 5 cm, mit Trichtern von Meterlängen 30 cm und darüber; frei gespannte Bändchen von 1 cm Breite würden dagegen, soweit man bei ihnen überhaupt von einer kugelartigen Ausbreitung sprechen kann, nur Divergenzradien von Bruchteilen eines Zentimeters haben.

So sehen wir also das Gebiet, in dem ein Lautsprecher eine gute Wirksamkeit entfalten kann, von zwei Seiten bedroht; bei den tiefen Frequenzen ist es die Scylla des Divergenzradius, bei hohen die Charybde der äquivalenten Phasenlänge der Membran. Der Lautsprecher gibt — bei im übrigen richtig gewählten Verhältnissen — das Gebiet $R > l > l_0$ gut und gleichmäßig wieder, darüber und darunter beginnt er, wenn auch zunächst noch nicht sehr rapide, zu versagen. Die Zahl der gut wiedergegebenen Oktaven ist also durch das Verhältnis $\frac{R}{l_0}$ gegeben; nehmen wir auf jeder Seite noch eine Oktave hinzu, so erhalten wir

$$p = \frac{\log R/l_0}{\log 2} + 2$$

annähernd gleichmäßig wiedergegebene Oktaven.[4]) Mit dem Bändchen läßt sich $l_0 = 1$ cm, $R = 10$ cm leicht erreichen, wir haben also hier wenigstens $p =$ ca. 5,5.

Von den Schwierigkeiten, die die Verwendung sehr dünner Membranen in mechanischer Beziehung bietet, und die noch nicht vollständig überwunden sind, will ich hier nicht sprechen; über die Maßnahmen, die speziell bei unserem Apparat angewandt worden sind, wird Herr Gerlach einiges angeben. Ich möchte nur noch kurz etwas über die theoretisch errechneten Wirkungsgrade sagen. Diese hängen natürlich nicht nur von der Umsetzung der an der Membran angreifenden Kraft in Schallbewegung ab, sondern auch noch von dem Grade, in dem es gelingt, eine gegebene elektrische Wechselstromenergie zu Kraftwirkungen auf die Membran nutzbar zu machen. Glücklicherweise lassen sich die Verhältnisse hier theoretisch vollkommen übersehen: man findet, daß es wesentlich der Widerstand des Bändchens und die Stärke des Magnetfeldes sind, welche den Wirkungsgrad bestimmen. Da die Masse des Bändchens mit der Dicke wächst, der Widerstand jedoch abnimmt, existiert ein Optimum für die Bändchendicke. Wählt man dieses, so ergeben sich unter Vernachlässigung von Reibungsverlusten bei unserem großen Elektromagnetapparat ($H = 10\,000$ Gauß) Wirkungsgrade von 40%, linear 62% für ω 5000, und lineare Wirkungsgrade von 33% für ω 50000, 45% für $\omega = 270$. Bei Magnetfeldern von 3000 Gauß, wie wir sie bei den kleineren Apparaten mit Permanentmagnet zu erreichen hoffen, errechnet sich ein optimaler Wirkungsgrad von etwa 25% linear; für hohe Frequenzen fällt der lineare Wirkungsgrad auf etwa 10% ab. Gelänge es, diesen theoretisch möglichen Werten tatsächlich nahe zu kommen, so würde auch der Bandlautsprecher mit Permanentmagnet wirksam mit dem magnetischen Lautsprecher konkurrieren können.

Bezüglich der Verwendung des Bandsprechers als Aufnahmeapparat sei nur bemerkt, daß wir uns hier der endgültigen Lösung schon näher glauben als bei der Verwendung des Apparates als Schallgeber, da gewisse Schwierigkeiten, die die Amplituden- und Haltbarkeitsfragen betreffen, hier nicht auftreten. Theoretische Gesichtspunkte, die den Wirkungsgrad eines Apparates als Aufnahme- und Sendeapparat zu vergleichen gestatten, sowie eine ausführlichere Theorie des Bändchenlautsprechers sollen in einer demnächst erscheinenden Veröffentlichung besprochen werden.

[3]) Ich darf bemerken, daß wir selbst durch eine Korrespondenz mit Prof. Aigner, Wien, sehr in der Durchdringung der maßgebenden akustischen Verhältnisse gefördert worden sind.

[4]) Durch die obenerwähnte Verengung der Schallführung läßt sich bei schweren Membranen, wo an sich meist $R \leqq l_0$ ist, der Wert von p etwas verbessern.

Vorführung eines neuen Lautsprechers. II.

(Bandlautsprecher und Bandmikrophon.)

Von E. Gerlach.

Inhalt: Mitteilung von Konstruktionseinzelheiten vom Bandmikrophon und Bandlautsprecher und Vorführung einer vollständigen Bandlautsprecherschaltung.

Das Prinzip des Bandmikrophons und des Lautsprechers ist im Grunde dasselbe wie das des (resonanzlosen) Saitengalvanometers. Ersetzt man die Saite durch einen Leiter von mehr flächenhafter Ausdehnung, also durch ein Band, so kann durch die elektrodynamisch erzeugte Bewegung dieses Bandes die Luft in beträchtlichem Maße in Schallschwingungen versetzt werden (Telephon) resp. umgekehrt, es können Schallschwingungen

das Band in Bewegung versetzen und dadurch eine elektromotorische Kraft hervorbringen, die den Schallwellen entspricht.

Als Material für solche Bänder kommt eigentlich nur Aluminium, oder vielmehr einige der bekannten Aluminiumlegierungen mit erhöhten Festigkeitseigenschaften in Frage. Wir erhalten dann eine günstige Vereinigung folgender drei Eigenschaften:

1. Geringes Gewicht. (Spezifisches Gewicht etwa 2,9.)
2. Gute elektrische Leitfähigkeit (halb so gut wie Kupfer).
3. Verhältnismäßig hohe Zerreißfestigkeit.

Um nun die Nachgiebigkeit der Bänder weiterhin zu erhöhen, werden sie mit einer wellblechartigen Querriffelung versehen. Dadurch wird ferner erreicht, daß die Eigenschwingung der Bänder unhörbar tief gelegt wird, und daß das Band in der Querrichtung vollkommen stabil wird.

Zur Hervorbringung des Magnetfeldes kann man Permanentmagnete oder Elektromagnete verwenden, und zwar sowohl beim Mikrophon wie beim Lautsprecher.

Da die Lautstärke erheblich mit der Feldstärke ansteigt, so lohnt es sich (besonders beim Lautsprecher) recht kräftige Elektromagnete zu verwenden. Der große Lautsprecher, den Sie nachher hören werden, besitzt einen Elektromagneten mit etwa 200 Watt Erregerleistung. Er liefert ein Feld von über 10000 Gauß in einem Luftspalt von 10 mm. Das Mikrophon besitzt einen kleinen Elektromagneten mit etwa 4000 Gauß, der von dem Heizsammler der Verstärkerschaltung gespeist wird.

Es dürfte Sie interessieren, einige Zahlenangaben über die Bänder zu hören. Die wichtigsten sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

	Lautsprecher	Mikrophon
Banddicke	10 μ	3 μ
Bandlänge	10 cm	7 cm
Bandbreite	10 mm	3 mm
Gewicht	30 mg	2 mg
Widerstand	50 m Ohm	200 m Ohm
Strom	max. 10 Amp.	—
Spannung	500 mVolt	5 μ Volt
Leistung	5 Watt	—
Amplitude	max. 5 mm	0,1 μ

Die kleinen Ohmschen Widerstände der Bänder machen es nötig Übertrager anzuwenden, wenn man Verstärkerröhren zwischenschalten will.

Diese Übertrager erhalten ein verhältnismäßig hohes Übersetzungsverhältnis, z. B. 1 : 500. Dieses hohe Übersetzungsverhältnis ist natürlich an sich kein Nachteil, sondern eher ein Vorteil, weil die aus dickem Kupfer bestehende Primärwicklung relativ weniger Wickelraumverlust durch Isolation aufweist.

Die Verstärkerschaltung besteht aus 6 Rohren in Reihe. Sie ist eine sogenannte Widerstands-Kapazitäts-Kopplungsschaltung, d. h. die Spannungsschwankungen an den Anoden werden hervorgebracht durch den frequenzunabhängigen Spannungsabfall in Ohmschen Widerständen, und von einem Rohr auf das andere übertragen ebenfalls frequenzunabhängig durch Blockkondensatoren.

Vorführung: Im Vortragsraum wurde ein großer elektromagnetischer Lautsprecher und ein kleinerer Lautsprecher mit Permanentmagnet vorgeführt. Zur Aufnahme diente ein Bandmikrophon mit kleinem Elektromagneten (direkte Aufnahme, nicht Radioempfang). Wiedergegeben wurde Sprache, Flüstersprache, Streicher, und verschiedene Geräusche. Zuletzt wurde von außen in den Saal hinein ein Pistonsolo aus einem 80 m entfernten großen Lautsprecher mit Trichter wiedergegeben.

Zusammenfassung.

Mit dem auf elektrodynamischer Grundlage beruhenden Bandmikrophonen und Bandlautsprechern lassen sich infolge der ungewöhnlichen Leichtigkeit der verwendeten Membranen recht gute und auch lautstarke Schallübertragungen erzielen.

Über klanggetreue Schallaufnahme, Verstärkung und Wiedergabe.

Von H. Riegger.

Die Beziehung zwischen einem primären und sekundären Schallfelde können wir schreiben $p_{20} = k \cdot p_{10}$, wo p_{10} und p_{20} die Amplituden des Druckes im primären und sekundären Schallfelde sind.

Die Bedingung für klanggetreue Abbildung fordert, daß der Faktor k unabhängig von der Amplitude p_{10} und von der Frequenz ω sei. Es gibt Empfangsapparate, die nicht amplitudengetreu sind, zum Beispiel alle diejenigen, die einen Schwellenwert haben. Bei ihnen werden kleine Amplituden benachteiligt, gegenüber den großen. Manche Anordnungen bevorzugen kleine Amplituden gegenüber den großen und verursachen dann Nachhallen. Indessen macht es weniger Schwierigkeiten, die amplitudentreue Abbildung zu erreichen, die Hauptschwierigkeit beruht immer darin, die Unabhängigkeit des Faktors k von der Frequenz zu erzielen.

Bei der theoretischen Behandlung des Problems zerlegt man naturgemäß den Faktor k in drei Funktionen, so daß: $k = f_1(\omega) \cdot f(\omega) \cdot f_2(\omega)$ ist. Davon ordnen wir die Funktion $f_1(\omega)$ der Aufnahmeanordnung $f(\omega)$ dem Verstärker, der Fernleitung

und so weiter, $f_2(\omega)$ der Wiedergabeanordnung zu. Die Grenzen, bis zu welchen die einzelnen Funktionen reichen, sind zunächst willkürlich. Es ist zweckmäßig, für die Empfängerfunktion alles zusammenzufassen bis zum Gitter der ersten Verstärkerröhre. Es ist dann die E. M. K. am Gitter des ersten Verstärkerrohres zu setzen $E_{g1} = f_1(\omega) \cdot p_{10}$.

Zu $f(\omega)$ rechnen wir alles, was zum ersten Verstärker, zur Fernübertragung und zum Empfangsverstärker gehört, bis zum Gitter des letzten Rohres vor dem Lautsprecher. Es gilt dann für die Spannung an diesem Gitter: $E_{g2} = f_1(\omega) \cdot f(\omega) \cdot p_{10}$.

Zur Hallerfunktion rechnen wir alles vom Gitter des letzten Rohres ab bis zum sekundären Schallfeld.

Man wird versuchen, sowohl die Loser-, wie die Hallerfunktion von ω unabhängig zu machen, oder wenigstens das Produkt beider. Wenn ihr Produkt einen Gang zeigt, so kann dieser Gang durch passenden Bau des Verstärkers korrigiert werden. Dagegen ist es sehr schwierig, selektive Stellen, wie sie etwa von Eigenfrequenzen herrühren, zu korrigieren. Um den Einfluß solcher Eigenfrequenzen zu eliminieren, können wir den Empfangs- bzw. Wiedergabeorganen so viele Eigenfrequenzen geben, daß ihre Wirkung gleichmäßig den ganzen Bereich überdeckt, oder wir legen die vorkommenden Eigenfrequenzen höher oder tiefer als der Empfangsbereich ist. Der erstere Weg ist theoretisch schwer zu fassen, aber praktisch verschiedentlich beschritten worden. Ich will hier nur die beiden letzteren Fälle behandeln. Für den Wiedergabeapparat, also den Haller, kommt wegen der großen nötigen Amplituden nur eine Abstimmung unterhalb des Übertragungsbereiches in Betracht. Für den Aufnahmeapparat jedoch kann eine Abstimmung über oder unter demselben angewandt werden.

Betrachten wir zunächst die Loserfunktion, die wir mit hoch und tiefabgestimmten Membranen erhalten können.

Die Membran gehorche der Differentialgleichung:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + \frac{1}{c} x = K. \qquad (1)$$

Sie befindet sich in einer starren, unendlich ausgedehnten Wand. Die Schallwellen sollen senkrecht auf sie auffallen.

Es ist dann: $K_0 = 2 f \cdot p_{10}$, wo f die Membranfläche bedeutet. Liegt die Eigenfrequenz unterhalb unseres Bereiches, so können wir die beiden letzten Glieder der Differentialgleichung vernachlässigen und erhalten bei sinusförmiger Erregung für die Bewegungsamplitude:

$$x_0 = \frac{2 f \cdot p_{10}}{\omega^2 \cdot m}.$$

Liegt die Eigenfrequenz der Membran über dem Wellenbereich, so fallen die ersten Glieder der Differentialgleichung weg und wir erhalten: $x_0 = 2 f \cdot c \cdot p_{10}$. Man sieht aus der Frequenzabhängigkeit der Membranbewegungen, daß es in beiden Fällen möglich sein muß, mit Hilfe derselben elektrische Spannungen unabhängig von der Frequenz zu erzeugen.

Für den Umsatz der Membranbewegungen in elektrische Spannungen eignet sich hier am besten das elektrodynamische oder elektrostatische Prinzip. Das elektromagnetische Prinzip ist namentlich für tief abgestimmte Membranen schwieriger anwendbar, weil dabei immer eine einseitig wirkende Kraft im ruhenden Zustande übrig bleibt. Ihre Beseitigung durch symmetrische Anordnung des Magnetsystems zu beiden Seiten der Membran ist technisch schwieriger als zum Beispiel bei elektrostatischer Membran.

Der Anschluß der Membran an ein elektrisches System verändert ihre Differentialgleichung. So wird beim elektrodynamischen Prinzip der Widerstand stark vergrößert, ebenso die Direktionskraft, so daß es möglich ist, daß die Eigenfrequenz die vorher unter dem Übertragungsbereich lag, in den Übertragungsbereich hereinfällt. Unter Verzicht auf größte Empfindlichkeit läßt sich diese Rückwirkung allerdings vermeiden.

Bei elektrostatischer Membran wird zwar die Dämpfung wenig verändert, aber die Direktionskraft verkleinert.

Es ist leicht, einzusehen, daß bei tief abgestimmter Membran und elektrodynamischem Empfänger bei Anwendung eines Transformators auf der Sekundärseite des Transformators eine Spannung erzielt werden kann, bei der die Frequenzunabhängigkeit erreicht ist.

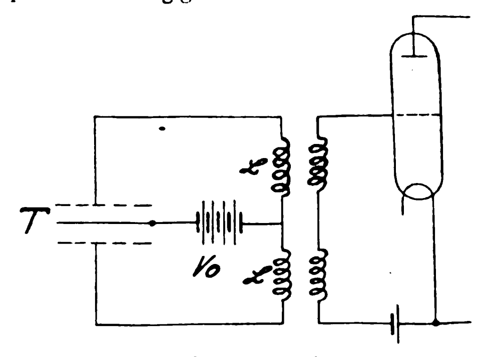


Abb. 1. Elektrostatischer Loser mit transformatorischer Kopplung.

Beim elektrostatischen Loser sind zwei Schaltungen möglich. Bei tief abgestimmten Membranen benutzt man etwa die Schaltung der Abb. 1 mit Transformator, bei hoch abgestimmten, aber direkte Übertragung der Spannung, ohne Transformator, nach Abb. 2. Auch hier läßt sich



in beiden Fällen die Unabhängigkeit der Loserfunktion von ω erreichen.

Der Anschluß der Membran an ein elektrisches System läßt sich auch in einer Art Relaisschaltung erreichen, in der man die Membran dazu benutzt, Hochfrequenzschwingungen direkt zu modulieren. Diese Methode ist in letzter Zeit von verschiedenen Seiten in Angriff genommen worden.

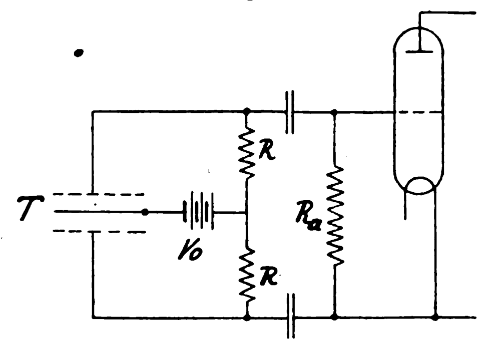


Abb. 2. Elektrostatischer Loser mit Ohmscher Kopplung.

Die Abb. 3 zeigt in *a* eine Schwingerröhre mit Selbsterregung. Die Schwingungen wirken auf einen Resonanzkreis *b*, an den ein Gleichrichter geschaltet ist. Wird die Welle des Schwingungskreises so eingestellt, daß man an der steilsten Stelle der Resonanzkurve arbeitet und legt man das elektrostatische Telephon als Kapazität in den Resonanzkreis, so variiert die Kapazität und damit die Eigenfrequenz des Resonanzkreises im

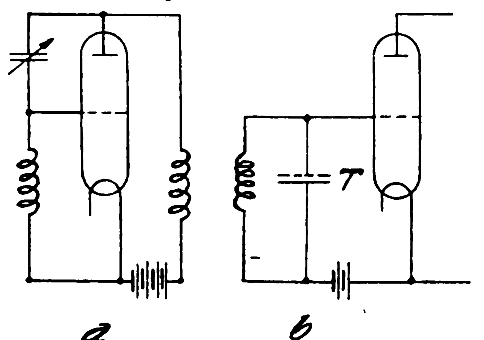


Abb. 3. Elektrostatischer Loser zur Amplitudenmodulation.

Tempo der auftreffenden Schallwellen. Ist das Telephon hoch abgestimmt, so sind seine Bewegungen nach dem früheren unabhängig von ω, proportional zu p_{10}, ebenso auch die Frequenzänderungen des Resonanzkreises. Dies ergibt im Resonanzkreis Hochfrequenzschwingungen mit modulierter Amplitude. Durch den Gleichrichter wird die Niederfrequenz herausgeholt. Der Vorteil der Methode liegt darin, daß man mit kleinen Spannungen am Kondensatorempfänger auskommt. In der gezeichneten Schaltung ist die Empfindlichkeit der ganzen Anordnung etwa so groß, wie diejenige eines normalen Postmikrophons. Die Spannungen am Telephon sind dabei nur von der Größenordnung 20 Volt.

Setzt man den elektrostatischen Empfänger in den Schwingerkreis *a*, so erhält man bei Besprechung des Losers Hochfrequenzschwingungen, deren Frequenz bei konstanter Amplitude im Tempo der Sprache variiert. Durch den Resonanzkreis *b* an der steilsten Stelle der Resonanzkurve ergeben sich wiederum im wesentlichen amplitudenmodulierte Hochfrequenzschwingungen.

Die Größe der Modulation in der angegebenen Schaltung ist bei mittlerer Sprachstärke und Entfernung von einem Meter vom Loser ungefähr 1 %. Durch besondere Schaltungen gelingt es, die Modulation direkt so groß zu machen, wie man sie etwa für den Rundfunk braucht. Dies ermöglicht aber auch eine sehr einfache Methode, die Funktion $f(\omega)$ von ω unabhängig zu machen. Verstärkt man nämlich die modulierte Hochfrequenz und erregt damit etwa den Sender einer Rundfunkstation, der also mit Fremderregung arbeitet, verstärkt man ferner bei der Aufnahme nur die Hochfrequenz bis zur letzten Röhre vor dem Lautsprecher, so ist eine Frequenzunabhängigkeit der Funktion $f(\omega)$ erreichbar.

Ich möchte bemerken, daß die angegebene Relaisschaltung bei der Hochfrequenzschwingungen in ihrer Amplitude moduliert werden, auch ebensogut angewandt werden kann, wenn man durch die Membranbewegungen die Selbstinduktion oder den Ohmschen Widerstand des Resonanzkreises variiert.

Während es so möglich ist, sowohl $f_1(\omega)$ als auch $f(\omega)$ unabhängig von ω zu machen, ist dies für $f_2(\omega)$ schwieriger, so daß man theoretisch wenigstens, meistens Korrekturen braucht.

Für bestimmt gebaute Haller ist $f_2(\omega)$ berechenbar, nämlich dann, wenn die Membran in einer unendlich ausgedehnten starren Wand schwingt. Man kann die Rayleighsche Theorie auf diese Membran anwenden. Da nun in der Luft die Schallgeschwindigkeit nur klein ist, die vorkommenden Frequenzen aber sehr hoch liegen, ist die Bedingung $r_0 < \frac{\lambda}{2\pi}$ für höhere Frequenzen im allgemeinen nicht mehr erfüllt. Dies erfordert eine Erweiterung der Rayleighschen Theorie gegenüber dem Spezialfall, wie er etwa von Hahnemann und Hecht ausgearbeitet wurde.

Genügt die Membran der Differentialgleichung 1, so ist die Rückwirkung der Luft auf die Schwingungen der Membran gegeben durch eine zusätzliche Masse m_s und einen zusätzlichen Widerstand r_s. Für lange Wellen ist die zusätzliche Masse eine Konstante und der zusätzliche Widerstand proportional zu ω^2, demgegenüber nimmt bei größeren Membranen die zusätzliche Masse

bald ab und der Strahlungswiderstand steigt langsamer als quadratisch mit ω. Ich habe in Abb. 4 die Frequenzabhängigkeit von m_s und r_s berechnet.[1]) Als Abszisse ist dabei aufgetragen der Wert: $y = 2\frac{r_0}{u} \cdot \omega$.

Die Ordinaten sind für jede Membrangröße noch mit Konstanten zu multiplizieren, um die zusätzlichen Massen und Widerstände zu ergeben.

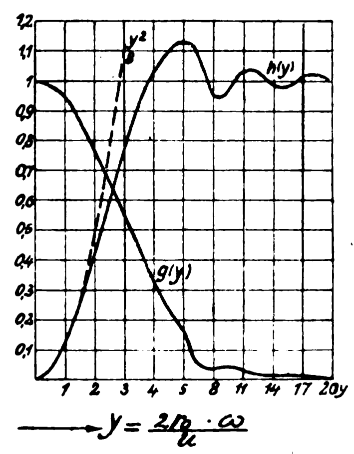


Abb. 4. Die Funktion $g(y)$ zur Berechnung der zusätzlichen Masse und die Funktion $h(y)$ zur Berechnung des Strahlungswiderstandes einer Kolbenmembran.

Es ist nämlich: $m_s = \frac{8}{3}\varrho r^3_0 \cdot g(y)$ und $r_s = u\varrho \cdot \pi r^2_0 \cdot h(y)$. Sie sehen in Abb. 4, daß die Kurve $g(y)$, welche für die zusätzliche Masse gilt, für kleine Werte der Abszisse gleich 1 ist, dann aber mit steigender Frequenz bis auf Null abfällt.

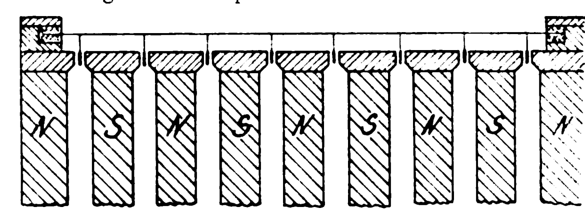


Abb. 5. Schematische Darstellung des elektrodynamischen Lautsprechers.

Die Kurve $h(y)$, aus der der Strahlungswiderstand berechnet wird, wächst zunächst quadratisch mit ω, um dann kleine Pendelungen bei abnehmender Amplitude um den Wert 1 zu machen.

Auf Grund dieser zwei Kurven kann man $f_2(\omega)$ für eine gegebene Anordnung berechnen. Für den elektromagnetischen Lautsprecher, den ich Ihnen später vorführen werde, errechnet sich so eine Hallerfunktion, die in der Tabelle 1 dargestellt ist. Man sieht, daß im tiefen und mittleren Übertragungsbereich eine große Konstanz vorhanden ist, aber bei sehr hohen Frequenzen $f_2(\omega)$ abnimmt. Man kann diese Abnahme dadurch kompensieren, daß man als Aufnahmeapparat einen Empfänger benützt, der durch seine Eigenfrequenz knapp über dem gewünschten Wellenbereich die höchsten vorkommenden Wellen bevorzugt.

[1]) Vgl. H. Riegger, Wissensch. Veröffentl. aus dem Siemenskonzern, III, S. 67.

Tabelle 1.

$f_1(\omega)$.

ω	El. dyn.	El. stat.
500	2,29	0,67
1 000	4,02	0,54
2 000	4,66	0,52
3 000	4,7	0,54
6 000	4,44	0,55
11 000	2,52	0,55
24 000	1,32	0,39

Ein von mir gebauter elektrostatischer Lautsprecher, der eine Umkonstruktion eines elektrostatischen Telephons, wie es Herr H. Gerdien vor etwa 15 Jahren baute, ist, liefert eine günstigere rechnerische Kurve für $f_2(\omega)$. Bei ihm kann die Membran so leicht gemacht werden, daß die Abnahme des Strahlungswiderstandes bei hohen Frequenzen durch die Abnahme der mitschwingenden Luftmasse kompensiert wird. Der elektromagnetische Lautsprecher, den ich ihnen nun vorführe, hat eine Fläche von 20 × 20 cm. Gleichmäßig über die Membran verteilt, sind Leiter an der Membran befestigt, die in ein Magnetfeld tauchen. Dadurch wird die Membran möglichst gleichmäßig über die ganze Oberfläche von den Kräften erregt. Am Rand lagert sie beiderseits in Filz (Abb. 5).

Über die Struktur bearbeiteter Metalle.

Von M. Polanyi und E. Schmid.

(Erweiterte Bearbeitung des von M. Polanyi auf der 88. Naturforscherversammlung in Innsbruck gehaltenen Vortrags.)

Inhalt: Es wird versucht, von den am Einzelkristall beobachteten Erscheinungen der Dehnung, Verfestigbarkeit und Rekristallisationsfähigkeit ausgehend, über die Brücke des Zweikristalles die entsprechenden Erscheinungen am Polykristall zu erklären. Es gelingt dies ohne Einführung neuer Hypothesen durch Mitberücksichtigung der interkristallinen Haftkräfte. Einkristallversuche weisen darauf hin, daß Verfestigung und Rekristallisationsfähigkeit ihren Sitz im Innern der Kristallite haben.

Wer die Wirkung der Bearbeitung auf die Metalle untersucht, wird immer wieder vor die Entscheidung gestellt, wie tief ein eben betrachtetes Bearbeitungsphänomen in das Innere der Materie hineinreicht: Ob man geradezu eine Änderung der Materialeigenschaften bis in die Substanz der Metallkristalle anzunehmen hat, oder ob



man es nur mit Wechselwirkungen der Kriställchen zu tun hat, deren Sitz die Korngrenzen sind. Die Frage, ob ein Effekt intra- oder inter-kristallin aufzufassen ist, wird noch schwieriger durch den Umstand, daß die Einzelkristalle in mancher Beziehung ungleichmäßig beschaffen sind, indem bei Kristallen die gerichteten Größen (Elastizitätskonstanten, Leitvermögen usw.) von dem Winkel abhängen, den die Gerade, entlang deren gemessen wird, mit den Kristallachsen einschließt.

Wenn die Kristallite völlig regellos gelagert sind, so macht sich diese Richtungsabhängigkeit der Kristalleigenschaften am Haufwerk nicht bemerkbar. Sie kommt dagegen zum Vorschein, sobald die Lage der Kristallite irgendwelchen kristallographischen Regeln folgt, z. B. wenn in einem Drahte eine bestimmte Achse aller Kriställchen parallel zur Drahtrichtung gelegen ist. Die vektoriellen Eigenschaften eines solchen Drahtes werden der Länge nach andere sein, als in der Querrichtung.

Stets wird man also bei einer Änderung, die bei Behandlung eines Metalles in der Kälte oder der Wärme vor sich geht, fragen, ob der Effekt seine Wurzel im Innern der Kristalle, oder zwischen denselben hat, oder ob lediglich eine Regelung des Kristallgefüges vorliegt.

Wiederholt ist es von metallographischer Seite betont worden, daß eine solche Analyse des bearbeiteten Zustandes nur auf Grund einer genauen Kenntnis der Eigenschaften der isolierten Metallkristalle durchführbar ist. Diesem Bedürfnis entspricht die in letzten Jahren immer mehr an Raum gewinnende Arbeitsrichtung, die die Eigenschaften der Metalleinzelkristalle, sowie die Wirkung mechanischer und thermischer Behandlung auf dieselben zum Gegenstande hat.

Die vorliegenden Zeilen sollen ein Bild darüber geben, wie man sich nun auf Grund dieser Arbeiten die plastische Deformation und den verfestigten Zustand vorstellen kann. Wir hoffen dabei zeigen zu können, daß sich die Beobachtungen, von denen die Vertreter verschiedener Anschauungen ausgehen, von einem einheitlichen Standpunkte aus erklären lassen und daß damit die alten Gegensätze verschwinden. Die neue Formulierung ist bestrebt, den Wahrheitsgehalt ihrer Vorgängerinnen in sich aufzunehmen und nach Möglichkeit hypothesenfrei zu gestalten.

1. Dehnung eines Einkristalldrahtes. Mangelhaftigkeit der Translationstheorie.[1])

Als Ausgangspunkt wählen wir ein Gedankenexperiment an einem „Einkristalldraht". Es ist dies ein zylindrischer, drahtförmiger Metallkörper, der sich von gewöhnlichen Metalldrähten dadurch unterscheidet, daß sein Inneres keine Korngrenzen enthält, also einen einzigen, einheitlichen Kristall bildet. Man kann solche Kristalldrähte z. B. durch Ziehen aus der Schmelze (nach der Methode von Czochralski) wirklich erzeugen.

Wir betrachten also einen Einkristalldraht, der an beiden Enden angespannt wird, und stellen uns die Frage, was infolge der Spannung geschehen müßte, wenn die Deformation des Kristalls als reine Translation, also als bloße Parallelverschiebung entlang bestimmter kristallographischer Flächen verlaufen würde? Zur Vereinfachung nehmen wir noch an, daß es im Kristall nur eine Art von Translationsflächen gibt, daß also alle Gleitungen parallel zu ein und derselben Ebene vor sich gehen. Die Lage dieser Ebene soll durch die Richtung der Schraffierung im Einkristallschema Abb. 1a angedeutet sein. Die Ebene ist entlang der Striche vertikal auf die Zeichnungsfläche gestellt zu denken.

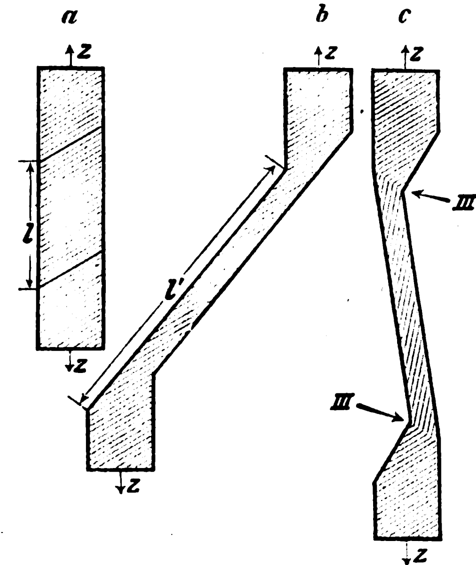


Abb. 1. Dehnungsschema eines Einkristalldrahtes. a) Ausgangszustand. b) Fiktive Form des Drahtes, welche entstehen würde, wenn sich der mittlere Teil desselben durch reine Translation dehnen würde. c) Wirkliche Gestalt des gereckten Kristalls. An den Übergangsstellen (mit Pfeilen bezeichnet) zwischen Band und Ausgangsdraht gebogene Gleitschichten.

Da es exakt gleichmäßige Körper nicht gibt, so wird auch der Kristall irgendwo (etwa im mittleren Teil) schwächer sein und sich unter Wirkung des Zuges zuerst dort dehnen. In Abb. 1b haben wir die Wirkung einer solchen Dehnung entlang der Strecke 1 unter Verwendung des reinen Translationsmechanismus vergegenwärtigt. Merkwürdigerweise ergibt sich aus dem Bilde, daß man mit Hilfe dieses Mechanismus nur dann zu einer Dehnung gelangt, wenn man eine seitliche Ver-

[1]) Die Abschnitte 1—3 folgen im wesentlichen Mark, Polanyi-Schmid, Zeitschr. f. Phys. 5 (1922), 58.

schiebung der Drahtenden zuläßt: Dehnung durch Parallelverschiebung entlang einer Ebene führt also den Einkristalldraht in eine doppelt geknickte Form über.

In Wirklichkeit tritt freilich diese Form nicht auf, vielmehr geht die Reckung stets in gerader Richtung, vor sich. Man hat also zu schließen, daß der wirkliche Dehnungsvorgang durch reine Translation nicht darstellbar ist und daß man sich nach einer entsprechenden Ergänzung dieser Vorstellung umzusehen hat.



Abb. 2. Gedehnter Zn-Einkristalldraht mit ungedehnt gebliebenen Kristallteilen an den beiden Enden. Die Gestalt des Kristalls entspricht durchaus der Abb. 1c.

2. Biegegleitung.

In wesentlicher Hinsicht schließt sich allerdings auch die wirkliche Gestalt des gereckten Kristalls an die Translationsform der Abb. 1b an: Sie ergibt sich aus dieser, wenn man die beiden Knicke gerade richtet, wie dies in Abb. 1c geschehen ist.

Bei Dehnung von Einkristalldrähten aus Zink und Zinn erhält man Körper, die sowohl dem äußeren Umriß nach, wie bezüglich der Lage und Form der „Gleitschichten" wirklich dem Schema in Abb. 1c entsprechen.

Man hat da (vgl. Abb. 2) zwischen zwei ungedehnten zylindrischen Kristallenden einen gedehnten Teil der zum flachen Band (von der Breite des Zylinderdurchmessers) geworden ist, und dessen beiden Ansatzstellen an den ungedehnten Kristallenden, die Abweichung vom reinen Translationsmechanismus in sich bergen. Die an dieser Stelle im Mikroskop sichtbare Biegung der Gleitschichten ist es, die vom starren Zwang des Translationsmechanismus befreit.

Die Gleitschichten sind eben, sehr dünne Metallamellen (von 0,1 bis 0,001 mm Dicke), die als solche beträchtliche elastische Biegungen vertragen. Sie werden daher notwendigerweise nicht als starre Platten nebeneinander weggeschoben, sondern gleiten als biegsame Schichten auch entlang gekrümmter Flächen einher, wodurch die Bildsamkeit des Kristalls sich wesentiich erhöht und eine gerade Reckung des Kristalls ermöglicht wird.

Am anschaulichsten tritt die Biegegleitung bei folgendem Typus der Kristalldehnung hervor, den man namentlich bei Zn und Sn häufig beobachtet: Die Dehnung beginnt an der schwächsten Stelle mit einer kurzen Flachschnürung, die sich alsbald zum ausgesprochenen Bande ausstreckt. Die weitere Dehnung besteht in einer fortschreitenden Verlängerung des Bandteiles, der sich auf Kosten der zylindrischen Kristallenden ausbreitet. Die beiden Ansätze des Bandes fungieren als Durchgangsstellen durch die der Kristall in die Bandform übergeht.

Die Abb. 3[2]) zeigt uns an einem Präparat mit besonders derben Gleitschichten wie sich dieser Übergang vollzieht. Obzwar das Band selbst abgerissen ist, sieht man deutlich, wie die Schichten bei der Gleitung umbiegen, um sich immer mehr der Lage zu nähern, die sie schließlich im Bande einnehmen.

Jede einzelne Gleitschicht muß die Ansatzstelle zum Band passieren. Die verschiedenen Lagen- und Krümmungszustände der Gleitschichten, wie sie etwa in Abb. 3 zu sehen sind, zeigen also gleichsam eine kinomatographische Aufnahmeserie der Wandlungen, die jede einzelne Schicht nacheinander erleidet, bis sie schließlich zur Verlängerung des Bandes beiträgt. Wenn also die Ansatzstelle um ein Stück fortschreitet, und einerseits neue noch jungfräuliche Kristallteile in sich aufnimmt, andererseits einen neuen Zuwachs des Bandes zurückläßt, so rückt jede einzelne Gleitschicht in die nächstfolgende Wandlungsphase in Richtung des Bandzustandes hin. Jede Schicht ist ursprünglich eben, wird dann in der Ansatzstelle gebogen und gelangt schließlich wieder ausgeglättet in das Kristallband hinein.

---

[2]) Aus einer Arbeit von Mark u. Polanyi, Zeitschr. f. Phys. 18 (1923), 75.



3. Umschwenkung des Kristallgitters.

Betrachtet man einen Einkristalldraht mit gedehntem Mittelstück, wie er in Abb. 1c schematisch dargestellt ist, und sucht in den verschiedenen Teilen desselben die Lage der Kristallachsen und Ebenen zu bestimmen, so merkt man, daß diese außer in dem noch ungedehnten Ende nur im Bandteil einheitlich orientiert sind, im Übergangsgebiet dagegen von Punkt zu Punkt wechselnde Stellungen einnehmen.



Abb. 3. Gedehnter Sn-Kristall mit besonders derben Gleitschichten. Die Biegung derselben ist deutlich sichtbar.

In diesem Gebiet hätte man also zur Darstellung der Gitterorientierung ein Netz von gekrümmten Linien und Flächen einzuzeichnen, deren Tangenten in jedem Punkt die Lage der Kristallachsen und -ebenen angeben könnten. In Abb. 4, wo eine solche Konstruktion für einen gedehnten Zinkkristall schematisch angedeutet ist, erkennt man, daß die beiden Linienscharen, die entlang zweier Kristallachsen verlaufen, sich auch im gekrümmten Teil unter dem kristallographisch vorgeschriebenen rechten Winkel schneiden. Nach dieser Darstellung behalten also auch im gekrümmten Kristall die Achsen- und Flächenwinkel, wenn man sie für einen einzelnen Punkt betrachtet, ihren normalen Wert, was mit den Ergebnissen der Röntgenanalyse, wonach der Feinbau auch hier unversehrt ist, in Übereinstimmung steht.[3]

Andererseits tritt durch das Achsennetz der Abb. 4 auch klar hervor, wie die gesamte Gitterorientierung durch die Dehnung umschwenkt und namentlich im Bande zu einer zwar durchaus einheitlichen doch in Bezug auf den Ausgangszustand stark verdrehten Gitterlage führt. Aus den Bildern sieht man ohne weiteres, daß diese Gitterumschwenkung, eine notwendige Folge des angenommenen Dehnungsmechanismus ist und sieht auch, daß die Drehung so erfolgt, daß die Gleitflächen sich immer mehr in die Richtung der Dehnungsachse einstellen.

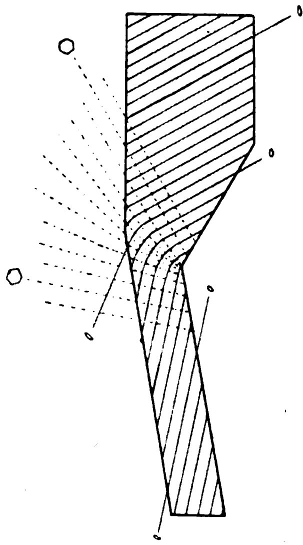


Abb. 4. Schematische Darstellung der Gitterumschwenkung an der Übergangsstelle zwischen Ausgangsdraht und Band eines Zn-Kristalles.
⬡ —— Hexagonale Achse.
○ - - - —— Digonale Achse I. Art.
Für einen einzelnen Punkt betrachtet, behalten auch im gekrümmten Teil die Achsen- und Flächenwinkel ihren normalen Wert.

Allerdings verläuft die Umschwenkung nur bei Zink- und Zinnkristallen so einfach und zwar deswegen, weil sich hier im wesentlichen nur ein einziges System von Gleitschichten an der Deformation beteiligt. Wenn dagegen wie bei kubischen Kristallen, mehrere sich durchkreuzende Gleitflächensysteme (z. B. die 6 Rhombendodekaederflächen) in Aktion treten, so entspricht jedem System eine entsprechende Gitterdrehung und es tritt die Resultierende aus diesen Drehungen in die Erscheinung wie dies Taylor und Elam[4] an einem Aluminiumkristall beobachtet haben.

---

[3]) Genau genommen gilt dies nur für zylindrische Krümmung. Der allgemeine Fall ist so nicht darstellbar.

[4]) Proc. Roy. Soc. **102** (1923), 643.

Die Tatsache der Gitterumschwenkung als Folge der Dehnung ist ein neuer Beweis der Unzulänglichkeit des reinen Translationsmechanismus: nur Gleitung elastisch biegsamer Schichten kann eine solche Gitterumstellung hervorbringen. Die Umschwenkung ist übrigens auch deswegen interessant, weil nach Zeugnis des Röntgenogrammes die Dehnung im Polykristall eine Umorientierung der Kristalle hervorruft und wir hier im Falle des Einkristalls offenbar den Kern dieser Erscheinung vor uns haben.

4. Ansteigen des Gleitungswiderstandes (Formverfestigung).[5]

Da in dem bis zur Bandform gedehnten Kristall die anfänglich aufgetretenen Gitterbiegungen wieder ausgeglättet erscheinen, könnte man erwarten, daß der Kristall nun auch in seinen Eigenschaften dem unbeanspruchten Zustande gleicht. Wir werden jedoch sehen, daß die Messung diese Erwartung nicht bestätigt und werden also anzunehmen haben, daß die Glättung des Gitters doch nicht vollständig ist und daß etwa kleine unsichtbare Krümmungen der Gleitschichten fortbestehen.

Besonders deutlich zeigen sich die Veränderungen des gedehnten Kristalles im Vergleich zum Ausgangszustand, wenn man die mechanischen Eigenschaften prüft. Versucht man einen in Bandform überführten Einkristalldraht weiterzudehnen, so gelingt dies erst bei einer Spannung, die jene weit übertrifft, bei der der ursprüngliche Kristall sich zu dehnen beginnt. Nun hat man allerdings bei Vergleich dieser beiden Spannungen zu berücksichtigen, daß durch die erwähnte Umschwenkung die Orientierung des Kristallgitters im Bande relativ zur Körperachse und somit auch zur Zugrichtung stark verändert ist. Doch bleibt der Unterschied auch bestehen, wenn man diesen Umstand ausschaltet, indem man nur die Schubkomponenten in Richtung der Gleitebenen miteinander vergleicht.[6]) Auf diese Weise läßt sich dann einwandfrei feststellen, daß der Gleitungswiderstand im Bande mehrere Male (bei Zink z. B. etwa 5 mal) so groß ist, als im Ausgangskristall.

Durch die Dehnung wird also der Kristall in seinem Innern stark verfestigt und man wird hieraus wohl den Schluß ziehen dürfen, daß auch die Verfestigung des Polykristalls wesentlich ins Innere der Kristalle dringt, wie dies ja auch in verschiedenen Formen von den meisten Autoren (Beilby, Lehmann, v. Möllendorff-Czochralski, Heyn, Ludwik) angenommen wurde.

5. Erhöhung des Zerreißwiderstandes (Reißverfestigung).

Bei der Temperatur der flüssigen Luft verlieren Zinkkristalle zum größten Teil ihre Dehnbarkeit und zerreißen ohne Fließkegelbildung in glatten Kristallflächen. Dies ermöglicht eine genaue Feststellung der Gitterorientierung im Augenblick des Reißens und wurde von E. Schmid[7] zu einer systematischen Untersuchung der Reißfestigkeit in Abhängigkeit von der Gitterorientierung verwendet. Dabei zeigte sich, daß der Zinkkristall entweder in der hexagonalen Basisfläche, oder in der Prismenfläche I. Art durchreißt. Und zwar reißt die Basis ab, wenn die Spannung senkrecht zu ihr etwa 180 g/mm² erreicht, die Prismenfläche bei etwa 1800 g/mm².

Untersucht man auf gleiche Weise Kristalle, die man durch Dehnung bei normaler Temperatur in die Bandform überführt hat, so erweisen sie sich als verfestigt. Das Reißen, das entlang einer Prismenfläche erfolgt, tritt erst bei einer Spannung von 3—4000 g/mm² ein (E. Schmid, l. c.).

Die im vorigen Abschnitt beschriebene Verfestigung hatte die Bedeutung einer Abnahme der Plastizität. Dagegen sehen wir hier eine Verfestigung im Sinne der Zunahme dessen, was man meist als „Kohäsion" bezeichnet, nämlich der Zugspannung an der Reißstelle. Um die beiden Verfestigungen zu unterscheiden, nennen wir die erstere „Formverfestigung", die letztere „Reißverfestigung".[8])

Eine Reißverfestigung wurde am Polykristall vor kurzem von G. Masing und M. Polanyi[9]) aufgefunden. Durch Auswalzen bei normaler Temperatur ließ sich die Reißfestigkeit von reinem Zinkblech (bei Temperatur der flüssigen Luft gemessen) von 3—6 kg/mm² auf 18—40 kg/mm² erhöhen. Also auch hier verhalten sich Einkristall und Polykristall in analoger Weise.

6. Rekristallisation von Einzelkristallen.[10])

Aus dem Vorangehenden ersieht man, daß die Dehnung den Zustand des Kristalls verändert. Der veränderte Zustand kann nun entweder sta-

[5]) M. Polanyi u. E. Schmid, Zeitschr. f. Phys. 16 (1923), 336, sowie E. Schmid, Zeitschr. f. Phys. 22 (1924), 328.

[6]) Was umsomehr erlaubt ist, als eine besondere Untersuchung nachgewiesen hat, daß die Normalkomponente der Spannung ohne Einfluß auf die Gleitung ist. (M. Polanyi u. E. Schmid, l. c.)

[7]) Verhandlungen des internationalen Kongresses für angewandte Mechanik in Delft 1924.

[8]) Reißverfestigung von Einzelkristallen durch Kaltreckung ist zuerst an Wolfram- und Steinsalzkristallen nachgewiesen worden. M. Polanyi, Zeitschr. f. Elektrochemie 28 (1922), 16. Noch stärkere Reißverfestigung von Steinsalz findet Joffe, Zeitschr. f. Phys. 22 (1924), 286.

[9]) Erg. d. Exakten Naturw. Bd. 2 (1923), 177. Zeitschr. f. Phys. 28 (1924), 169.

[10]) Der weitere Inhalt dieser Abhandlung beruht auf gemeinsamen Untersuchungen der Verfasser. Verh. der Deutsch. Phys. Ges. (1923), 4.

biler oder labiler sein als der Ausgangszustand, je nachdem, ob seine freie Energie in Bezug auf jenen gefallen oder gestiegen ist.

Da der deformierte Kristall durch mechanischen Zwang entsteht und dabei in den gekrümmten Kristallschichten elastische Energie aufgespeichert wird, so muß man einen Anstieg der freien Energie für wahrscheinlicher halten und somit dem gedehnten Kristall in Bezug auf den ungedehnten als instabil betrachten. Demnach wäre also zu erwarten, daß der gedehnte Kristall mit der Zeit sich wieder in den Ausgangszustand rückverwandelt, besonders dann, wenn man die Geschwindigkeit der vermuteten Umwandlung durch Temperaturerhöhung steigert.

Ein Blick auf Abb. 1c weist auch auf die Stelle hin, die zum Ausgangspunkt solcher Umwandlung prädestiniert erscheint und gibt uns auch Anhaltspunkte über die Form, in der sich diese Zustandsänderung abspielen muß.

Als Ausgangspunkt der Umwandlung erscheinen wohl die (mit Pfeilen bezeichneten) Ansatzstellen zwischen Band und ungedehntem Kristall am wahrscheinlichsten, weil hier die Krümmungen der Gleitschichten am stärksten und somit die aufgespeicherten Spannungen am höchsten sind. Es ist auch klar, daß die Umwandlung sowohl Krümmungen, wie Spannungen zum Verschwinden bringen muß, wenn der neu entstehende Zustand stabil sein soll. Es kann also nur die Bildung eines neuen Kristallkornes in Frage kommen, dessen Keim sich in der Ansatzstelle des Bandes bildet und sich von hier aus über die übrigen deformierten Kristallteile ausbreitet.

Die Abb. 5 zeigt an einem Beispiel, daß die Erfahrung diese Vermutung bestätigt. Man sieht einen Sn-Kristall, der zur Hälfte zur Bandform gedehnt und sodann erhitzt und angeätzt worden ist. Man erkennt, daß der Versuchskörper nun aus zwei Kristallen besteht, deren Korngrenze in der Gegend verläuft, wo die gedehnten Kristallteile in die ungedehnten übergehen. Die mechanische und röntgenographische Untersuchung zeigt in solchen Fällen stets, daß von den beiden Kristallen nur der eine neu entstanden ist, und zwar derjenige, der den gedehnten Teil des Versuchskörpers umfaßt. In unserem Bilde entspricht also nur das hellere Feld einem neuen Kristall, dagegen ist das dunklere Feld von der Rekristallisation überhaupt nicht betroffen worden.

Durch Beobachtung dieser Erscheinung im Anfangsstadium und darauf folgender Phasen findet sich auch bestätigt, daß die Ansatzstelle des Bandes für die Keimbildung bei weitem bevorzugt ist und daß der neue Kristall von hier aus entlang des Bandes fortwächst. Die Geschwindigkeit beträgt dabei 1—2 mm in der Sekunde. Zwar entstehen oft mehrere, etwa 2—3 Keime aus der Ansatzstelle, doch wächst selten mehr als einer in das Band hinein.

Man wird kaum fehlgehen, wenn man die Rekristallisation der Einzelkristalle als Stütze jener namentlich von Czochralski vertretenen Auffassung verwertet, die die Rekristallisation im wesentlichen nicht (wie Tammann) auf interkristalline Kräfte, sondern auf intrakristalline Deformation zurückführt. Doch wollen wir auf diese Beziehungen erst später im allgemeinen Zusammenhange eingehen.

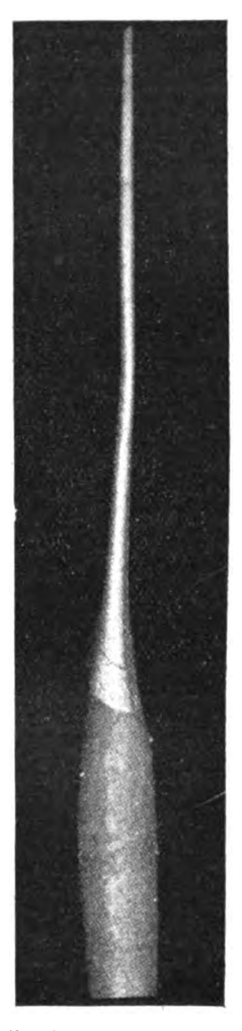


Abb. 5. Rekristallisation eines zur Hälfte gedehnten Sn-Kristalles. Von der Übergangsstelle zwischen Band und ungedehntem Kristall aus, ist ein neuer Kristall in den gedehnten Teil hineingewachsen.

7. Einkristall und Polykristall.

Wir haben nun eine Reihe von Erscheinungen am Einkristall betrachtet: Dehnung, Gitterumschwenkung, Verfestigung, Rekristallisation. Bei der Besprechung derselben haben wir uns leiten

lassen von der Vorstellung der „Biegegleitung“, die wir als Dehnungsmechanismus angenommen haben und konnten von diesem Standpunkte aus sowohl Gitterumschwenkung, wie Verfestigung und Rekristallisation des Einkristalles einigermaßen verstehen.

Wir haben auch nicht verfehlt, bei jedem einzelnen Punkt anzudeuten, daß das Ergebnis von Bedeutung für das Verständnis entsprechender Erscheinungen am Polykristall sein kann. Wir konnten dies tun, weil Gitterumschwenkung, Form- und Reißverfestigung, sowie das Eintreten von Rekristallisationsvermögen, auch beim Polykristall zu den Begleiterscheinungen der Formänderung gehören.

Die Hinweise auf diese qualitative Übereinstimmung können jedoch noch nicht als Feststellung wirklicher Beziehungen gelten. Vielmehr ist dies eine weitere Frage, die im Einzelnen sogar noch dunkel erscheinen mag. Wenn wir auf dies in der Folge eingehen, so müssen wir dabei kürzehalber die Beobachtungen und Überlegungen weglassen, die sich auf den Zusammenhang zwischen der Gitterumschwenkung im Einkristall und im Polykristall beziehen, wodurch sich die Untersuchung auf einen Vergleich der Verfestigung und Rekristallisation von Einkristall und Polykristall einschränkt.

Merkwürdigerweise zeigt sich nun bei diesem Vergleich, wenn man ihn auch nach der quantitativen Seite hin ausbaut, statt der vermuteten Übereinstimmung, eine schlagende Diskrepanz zwischen Einkristall und Polykristall. Die nachfolgende Zusammenstellung liefert hierfür ein beredtes Zeugnis:

1. Ein gereckter Zinkstab erlangt bei 50% Querschnittsabnahme eine Festigkeit von 25 bis 30 kg/mm². Ein Zinkkristall erreicht auch bei 500%iger Dehnung nicht mehr als 5—6 kg/mm².

2. Die 500%ige Reckung des Zinkkristalles erhöht seine Reißfestigkeit um das Doppelte. Sie beträgt dann (in flüssiger Luft gemessen) ca. 6 kg/mm². Dagegen erhöht sich die Reißfestigkeit von Zinkblech durch Auswalzen auf ein Fünftel der Dicke bis zum zehnfachen Ausgangswert, d. h. 50 kg/mm².

3. Der geringen Verfestigbarkeit von Einzelkristallen entspricht auch eine relativ schwache Neigung zur Rekristallisation. Ein Zinnblech, das man auf halbe Dicke auswalzt, rekristallisiert schon bei 50° C nach 20—30 Minuten zu einem feineren Korngefüge. Dagegen kann man einen Zinnkristall, den man auf das 8fache gedehnt hat, stundenlang bei 100° erhitzen, ohne daß Rekristallisation erfolgt. Wenn er bei noch höherer Erhitzung endlich rekristallisiert, so entstehen auch nur wenige große Körner, kein feines Gefüge.

Insgesamt läßt sich hiernach der Einkristall dem Polykristall gegenüber so charakterisieren, daß jener seine Form viel leichter und weitgehender ändern läßt, als dieser. Dabei verhält er sich physikalisch auch bei großen Formänderungen noch so, als wäre er kaum deformiert worden.

8. Der Zweikristall als Brücke zum Polykristall.

Auf den ersten Blick scheinen diese großen Unterschiede zwischen Einkristall und Polykristall die Übertragung der Beobachtungen und Vorstellungen, die uns der Einkristall geliefert hat auf den Polykristall sehr zu erschweren. Wir glauben

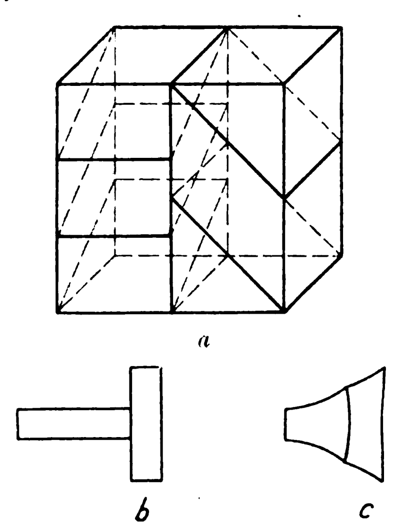


Abb. 6. Schematische Darstellung der Dehnung eines Zweikristalls. a) Ausgangszustand. Die Gleitfläche nimmt in den beiden zusammengewachsenen Kristallen verschiedene Lagen ein. b) Querschnit des gedehnten Zweikristalls, wenn jeder der Kristalle seinen Dehnungsmechanismus hätte frei entfalten können. c) Querschnitt des gedehnten Zweikristalles, wie er sich zufolge der Verwachsung an der Korngrenze ausbilden würde.

jedoch, daß diese Schwierigkeit nicht aus sehr tiefgehenden Ursachen fließt, sondern einfach nur daher rührt, daß der Einkristall bei den beschriebenen Dehnungsversuchen sehr viel schonender behandelt wird, als der einzelne Kristallit im Polykristall. Er entfaltet sich unter Wirkung des an beiden Enden angreifenden Zuges unter minimaler Biegung seiner Gleitschichten und gelangt schließlich in die Bandform, in der die Biegungen bis auf unsichtbare Spuren verschwunden sind. Ein Kristallit dagegen, der zwischen Nachbarkörnern eingebettet liegt, wird in jedem Punkt seiner gesamten Oberfläche von den deformierenden Kräften in Anspruch genommen. Er steht unter einem viel komplizierteren Zwang, dem er mit Hilfe seines Gleitungsmechanismus nur schwer folgen kann.

Eine einfache Überlegung soll uns zeigen, welchen großen Unterschied es bereits ausmacht,

wenn man an Stelle eines freien Einkristalles ein zusammengewachsenes Paar von Kristallen der Dehnung unterwirft. Man betrachte hierzu das Schema in Abb. 6a, daß zwei aneinandergrenzende prismatische Kristalle andeutet mit verschieden gelegener Gleitfläche. Durch die Dehnung würde sich der eine von links und rechts abflachen, der andere von vorn und hinten. Es würde ein T-förmiger Querschnitt entstehen, wie ihn Abb. 6b zeigt.

Diese Formänderung hätte jedoch ein Gleiten der Kristalle entlang ihrer Berührungsfläche zur Voraussetzung und wäre nur unter Überwindung der interkristallinen Kräfte durchführbar. Läßt sich diese Kraft nicht bewältigen, so müssen die

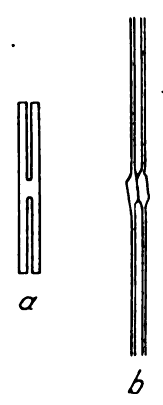


Abb. 7. Dehnung eines Sn-Zweikristalles. a) Ausgangszustand; oberflächliche Aneinanderlötung zweier Einkristalle. b) Derselbe Zweikristall nach der Dehnung. Die Verwachsungsstelle ist ungedehnt geblieben.

Kristalle eine Form annehmen, die ihrem Dehnungsmechanismus weniger angepaßt ist, etwa derart, wie es das Querschnittschema in Abb. 6c andeutet.

Von der gleichmäßigen Orientierung, die man im Bandkristall hat, kann natürlich in solchen Fällen keine Rede mehr sein. Vielmehr werden starke Krümmungen der Gleitschichten auftreten müssen, die sich auch zum Schluß nicht ausgleichen können. Mit der stärkeren Verkrümmung des Kristallgitters werden deren Begleiterscheinungen (Spannungsgehalt, Verfestigung, Rekristallisation usw.) ebenfalls ansteigen.

Einige natürliche Beispiele zeigen, daß man berechtigt ist diese Wirkung der interkristallinen Kräfte sehr hoch einzuschätzen. Es sind dies Beobachtungen an Körpern, die aus zwei zusammengewachsenen Kristallen bestehen und zeigen, daß bereits solche Zweikristalle erhebliche Wirkungen der interkristallinen Verbundenheit aufweisen.

Man kann Zweikristalle z. B. dadurch herstellen, daß man zwei gewöhnliche Einkristalldrähte aus Sn nebeneinander legt und so bis knapp unter den Schmelzpunkt erhitzt. Durch vorsichtige Behandlung kann man leicht bewirken, daß die beiden Kristalle durch Schmelzen der Oberflächenschicht entlang einer Strecke von 5—10 mm oberflächlich aneinander gelötet werden, wie dies in Abb. 7a angedeutet ist. Dehnt man einen solchen Verbandkörper (bei gewöhnlicher Temperatur), so findet man, daß die unverlöteten Teile sich zu normalen Bändern ausziehen lassen, die verlötete

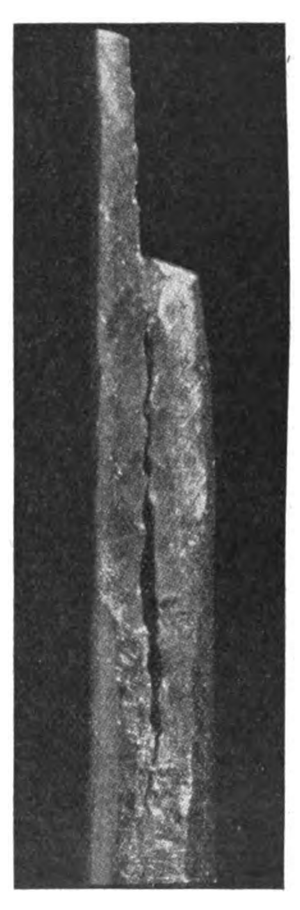


Abb. 8. Gedehnter Bi-Zweikristall. Zufolge der an der Korngrenze auftretenden Zerrungen ist diese aufgeplatzt.

Stelle dagegen ungedehnt bleibt. Es entsteht eine Form, wie sie in Abb. 7b schematisch angedeutet Die dehnungshemmende Wirkung der Stelle, wo die beiden Kristalle verwachsen sind, tritt klar zu Tage.

Stärkere Anspannung hätte freilich auch die Dehnung der verlöteten Strecke erzwungen, wobei die betreffenden Teile allerdings erhebliche Verspannungen erlitten hätten. Den Beweis hierfür liefern andere Beobachtungen an Zweikristallen.

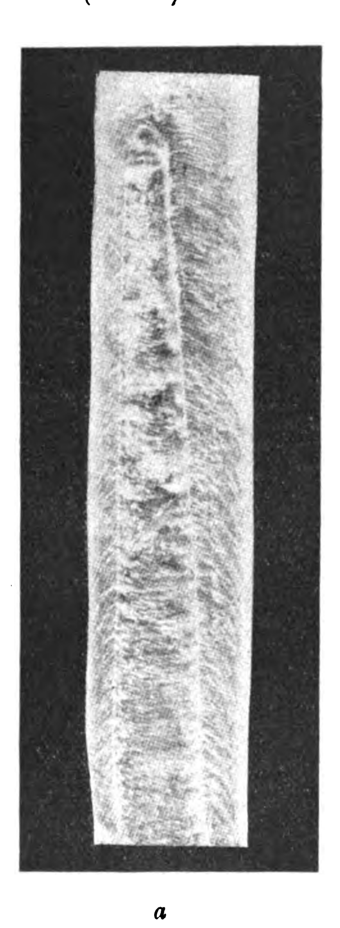
In Abb. 8 ist ein Körper abgebildet, der bei Dehnung zweier der Länge nach zusammengewachsener Wismutkristalle entstanden ist. Der Fall ist dem Schema in Abb. 5 analog. Bei ge-

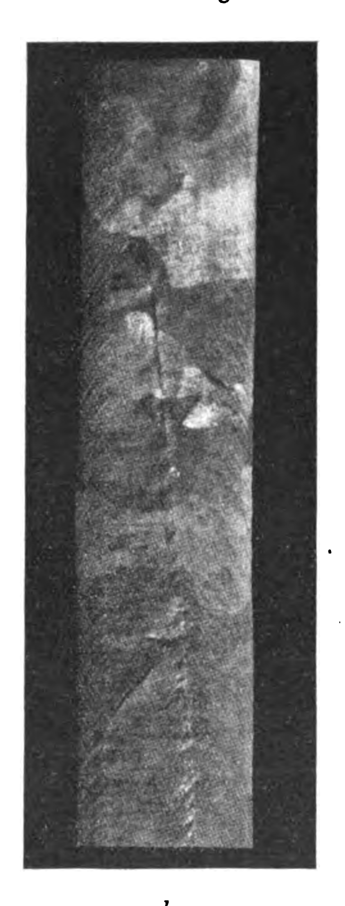
nauer Betrachtung sieht man auch die auseinanderstrebenden Gleitungsmechanismen der beiden Kristalle. Als Folge der Zerrungen, die die Berührungsfläche der Kristalle erlitten hat, ist die Korngrenze aufgeplatzt, die Kristalle hängen nur im weniger gedehnten (in der Abbildung unteren) Teil zusammen.

Schließlich sei noch Abb. 9 gezeigt, als Beispiel einer erzwungenen Dehnung eines Zweikristalls (aus Sn) die ohne Aufreißen der Verwachsungsfläche abgelaufen ist. Die Verspannungen entlang der Korngrenze äußern sich in gesteigerten Rekristallisationsvermögen. Unter Bedingungen, die in ungedehnten Sn-Kristallen nur einzelne große Körner hervorbringen, zerfällt der gedehnte Zweikristall ganz in kleinkristallines Gefüge.

Zur richtigen Einschätzung dieser intergranularen Effekte hat man nun noch zu bedenken, daß die Effekte, die sich am Zweikristall zeigen, sich um das Vielfache steigern müssen, wenn an Stelle der einseitigen Verbundenheit eine allseitige Einbettung des Kristallkornes zwischen anders orientierte Körner gesetzt wird. Es erscheint dann durchaus begründet, den ganzen Unterschied zwischen dem plastischen Verhalten von Einkristall und Polykristall auf die Wirkung der interkristallinen Haftkräfte zurückzuführen.

Es könnte ja gewagt erscheinen, die Linie, die von Einkristall zum Zweikristall führt, weit hinaus auf den Polykristall zu extrapolieren. Doch gewinnt unser Vorgehen sehr an Sicherheit dadurch, daß wir bei dieser Extrapolation in die Kurve hineingeführt werden, die vom grobkörnigen Polykristall zum feinkörnigen führt und eine glatte Fortsetzung unserer Linie bildet. Je feiner nämlich das Korn, umso größer ist die Verfestigbarkeit[11]) bei gleicher Formänderung.


a


b

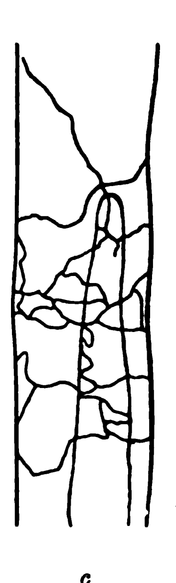

c

Abb. 9. Rekristallisation eines gedehnten Sn-Zweikristalles. a) Gedehnter Zweikristall. Man erkennt deutlich den verschiedenen Verlauf der Gleitlinien in den beiden Körnern. b) Derselbe Zweikristall nach der Rekristallisation. Zerfall in kleine Körner. c) Nachzeichnung von b (spiegelbildlich).

Rückblick.

Die Argumente des letzten Abschnittes scheinen uns ausreichend, um den Einkristall mit dem Poly-

[11]) Jeffries, nach Zeitschr. f. Metallk. **15** (1923), 261.

kristall zumindest in großen Zügen zu verknüpfen. Der Gesamteindruck ist dann folgender.

Die Kristallite der Metallkörper deformieren sich durch Gleitungen entlang kristallographisch vorgeschriebener Flächen und Richtungen. Insofern also ganz der Tammannschen Translationstheorie entsprechend. Neben dieser Verschiebung kommt als zweite Deformationsmöglichkeit die elastische Biegung der Gleitschichten zur Hilfe. Dieses zweite Mittel trägt zur Plastizität in hohem Maße bei und ermöglicht die Umschwenkung des Kristallgitters.[12])

Die Verbiegung der Gleitschichten bedeutet eine Zustandsänderung, die mit Erhöhung der freien Energie, Verfestigung und Auftreten von Rekristallisationsfähigkeit einhergeht.

Die kristallographische Regelung des Gefüges, die man im Polykristall beobachtet, dürfte seinen Ursprung in der beobachteten Gitterumschwenkung des Einkristalls haben. Die Einkristallversuche weisen ferner darauf hin, daß die Verfestigung und Rekristallisationsfähigkeit, die bei plastischer Deformation von Metallkörpern auftreten, ihren Sitz im Innern der Kristallite haben. In dieser Beziehung entspricht sie also den Vorstellungen jener Metallographen, die in verschiedener Form nichtkristallographische Veränderungen im Innern der Kristalle angenommen haben: Amorphe Schichten (Beilby); „Verlagerung" (v. Möllendorff-Czochralski); verborgen elastische Spannungen (Heyn); Blockierung der Gleitflächen (Ludwik). Die Vorstellung der elastisch gebogenen Gleitschichten scheint uns zu einer Präzisierung des schon oft angedeuteten Bildes plastisch deformierter Kristalle zu führen.

Die Betrachtung des Zweikristalls hat gezeigt, daß die interkristallinen Haftkräfte sehr stark dehnungshemmend wirken, indem sie starke Verbiegungen der Gleitschichten notwendig machen. Dadurch erhöhen sie die Verfestigung und Rekristallisationsfähigkeit. Der große quantitative Unterschied zwischen Einkristall und Polykristall läßt sich durch die Mitberücksichtigung der interkristallinen Kräfte ohne Hinzufügung neuer Hypothesen überbrücken.

Die Bedeutung der Korngrenzen als Sitz der Verfestigung und als Rekristallisationszentren ist besonders von englischen Forschern vielfach mit Beobachtungen belegt und hervorgehoben worden. Unsere Betrachtung hat zum Verständnis dieser Bedeutung geführt, ohne daß hierzu eine Annahme über die Natur der zwischenkristallinen Substanz notwendig geworden wäre. Es hat sich gezeigt, daß das bloße Aneinanderhaften der Nachbarkristalle zur Erklärung der Korngrenzeneffekte ausreicht.

Kaiser Wilhelm Institut f. Phys. Chemie. Kaiser Wilhelm Institut f. Faserstoffchemie.

[12]) Die kristallographischen Grundlagen der „Biegegleitung" stammen von Mügge (1895). Die Anwendung dieses Mechanismus auf die Metalldeformation ist außer in den oben genannten Arbeiten noch gleichzeitig von R. Gross, Zeitschr. f. Metallk. **16** (1924), 18 erfolgt.

Verlustfreies und magnetisch stabiles Eisen für Ton- und Hochfrequenztechnik.

Von Walther Ehlers.

Die vorliegende Arbeit behandelt die in neuerer Zeit bei der Allgemeinen Elektricitäts-Gesellschaft erzielten Fortschritte in der Entwicklung eines möglichst verlustfreien und magnetisch stabilen Eisenkörpers für die Ton- und Hochfrequenztechnik.

Die einzige etwas ausführlichere Veröffentlichung auf diesem Gebiete ist die Abhandlung von Speed und Elmen[1]) aus dem Jahre 1921 über Kerne für Belastungsspulen in Fernmeldeleitungen. Ein Aufsatz von Hörning[2]) behandelt ebenfalls die moderne Pupinspule, ohne jedoch auf spezielle Eisenfragen näher einzugehen. Zu erwähnen ist in diesem Zusammenhange noch die vom Standpunkt des Metallfachmanns abgefaßte Arbeit von Sauerwald[3]) in der Zeitschrift für Metallkunde 1924.

Die beiden Hauptanforderungen, die die Ton- und Hochfrequenztechnik an das magnetische Material für ihre Induktionsspulen stellt, sind — neben der erforderlichen Permeabilität für die in Frage kommenden Feldstärken — möglichst kleine Energieverluste und in manchen Fällen eine weitgehende magnetische Stabilität.

Als magnetische Stabilität bezeichnet man bekanntlich die Eigenschaft eines Materials, seine Anfangspermeabilität während und nach stärkeren magnetischen Beanspruchungen nur wenig zu ändern. Diese, vor allem für die Belastungsspulen der Fernmeldeleitungen wichtige Eigenschaft hängt sowohl vom magnetischen Material selbst wie vom Aufbau des magnetischen Körpers ab. So ändern sich beispielsweise die meisten Eisensorten im harten Zustande weniger als im weichen; außerdem machen starke magnetische Beanspruchungen das Material gegen weitere magnetische Belastungen unempfindlicher.[4]) Die Stabilität des magne-

[1]) B. Speed and G. W. Elmen, Magnetic Properties of Compressed Powdered Iron. J. A. I. E. E. **40** (1921), 596.

[2]) F. Hörning, Die Entwicklung der Pupinspulen. „Das Fernsprechen im Weitverkehr. Deutsche Beiträge zur Frage des europäischen Fernsprechnetzes." Reichspostministerium, Berlin, Nov. 1923.

[3]) F. Sauerwald, Die Herstellung synthetischer Metallkörper durch Druck oder Sinterung. Zeitschr. f. Metallkunde, 16. Jahrg. (1924), 41.

[4]) Vgl. DRP. 388869.



tischen Körpers kann durch Einschalten von unmagnetischem Material in den magnetischen Kreis beträchtlich gesteigert werden, natürlich auf Kosten der wirksamen Permeabilität. Das bekannteste und zurzeit wichtigste Beispiel ist der aus isolierten magnetischen Pulverteilchen zusammengepreßte Spulenkern, der sogenannte „Massekern".

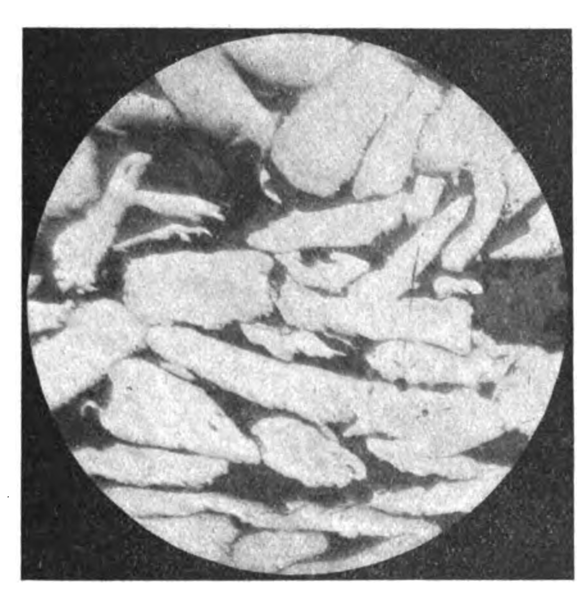


Abb. 1. 150 fache Vergrößerung. Massekern, Eisenteilchen mit reinem Glas isoliert.

Die allgemeine Bedeutung eines solchen Massekerns liegt vor allem jedoch in seiner beliebig weit zu steigernden Freiheit von Energieverlusten, die, im Verlustmaß (Ohm/Henry) ausgedrückt, nach Jordan[5]) mit w, h und n bezeichnet werden mögen.

[5]) H. Jordan, Die ferromagnetischen Konstanten für schwache Wechselfelder. Elektrische Nachrichten-Technik 1 (1924), 7.

Auf das Nachwirkungsglied n kann in diesem Zusammenhange nicht näher eingegangen werden. Am auffälligsten ist die durch die Scherung hervorgerufene Herabsetzung des Hystereseegliedes h. Bei einer wirksamen Permeabilität von etwa 25 konnten für eine Kreisfrequenz von $\omega = 5000$ Hystereseverluste von h kleiner als

5 Ohm/Henry/Amp. Windung/cm

erzielt werden. Das Wirbelstromglied w kann natürlich durch genügend weitgehende Unterteilung des magnetischen Materials beliebig klein gemacht werden. Eine Pulverteilchengröße von etwa 0,001 mm dürfte auch allen Ansprüchen der Hochfrequenz genügen.

Trotzdem sind die Anwendungsmöglichkeiten des Massekerns, besonders für die Hochfrequenztechnik, stark begrenzt. Wie nämlich einfache theoretische Überlegungen zeigen, ist der Einfluß der Permeabilität des magnetischen Grundmaterials auf die wirksame Permeabilität des Massekerns selbst bei sehr feinen Isolationsschichten unter 0,001 mm außerordentlich gering. Da andererseits die technische Herstellung von Isolationsschichten unter 0,001 mm, die den mechanischen Beanspruchungen durch den Preßdruck gewachsen sind, auf erhebliche Schwierigkeiten stößt, so ist bei den nach den bisher bekannten Verfahren hergestellten Hochfrequenzkernen selbst für sehr mäßige Anforderungen an Verlustfreiheit keine höhere wirksame Permeabilität als etwa 10 bis 20 zu erwarten.

Das technische Problem der Massekernfabrikation besteht daher zunächst weniger in der Auffindung magnetisch besonders günstiger Eisensorten als vielmehr in der Herstellung sehr feiner und doch mechanisch widerstandsfähiger Isolationsschichten.

Die bisher bekannten Verfahren zur Herstellung von Massekernen bestehen darin, daß die einzelnen Eisenteilchen mit einer festen Hülle aus Isolationsmaterial, beispielsweise Schelllack, Harzen usw., umgeben und dann unter sehr hohen Drucken zu festen Körpern gepreßt werden. Um eine gegen derartige Drucke widerstandsfähige, feste Verbindung zwischen Eisen und Isolation zu erzielen, muß man den Teilchen abgerundete Formen geben und ihre Oberfläche besonders behandeln, d. h. beispielsweise oxydieren oder mit einem anderen Metall überziehen. Durch die gegenseitige Reibung dieser fest isolierten Pulverteilchen wird beim Pressen der Druck innerhalb des

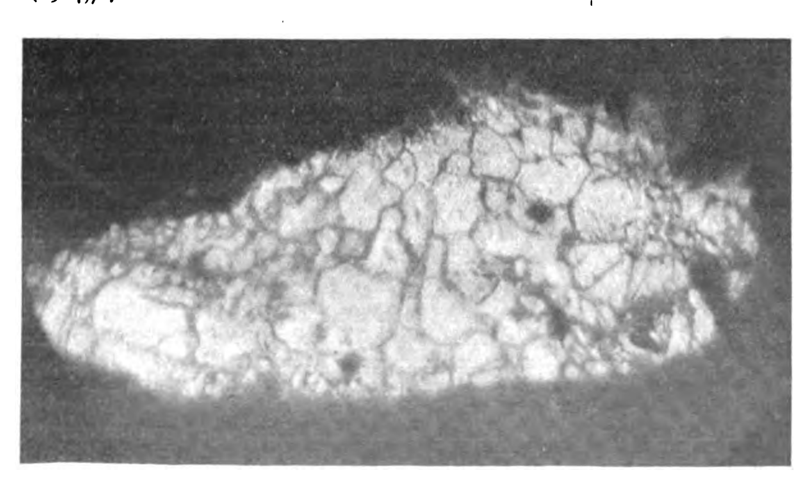


Abb. 2. 400 fache Vergrößerung. Massekern, Eisenteilchen geätzt.



Preßstückes ungleichmäßig verteilt. Um einigermaßen homogene Preßstücke zu erhalten, war man daher bis jetzt gezwungen, die Dimension der einzelnen Preßstücke in Richtung des Preßdruckes zu beschränken, d. h. beispielsweise einen ringförmigen Kern aus einzelnen Scheiben geringer Höhe zusammenzusetzen.

Wir haben nun im Gegensatz zu dem beschriebenen Verfahren jede feste Verbindung zwischen magnetischem Material und Isolationsmittel vor dem Pressen vermieden, um eine größere innere Beweglichkeit der Mischung und ein Fließen unter Druck zu ermöglichen. Das Verfahren gestattet außerdem die Verwendung metallisch blanker und eckiger, spitzer Eisenteilchen. So ist es

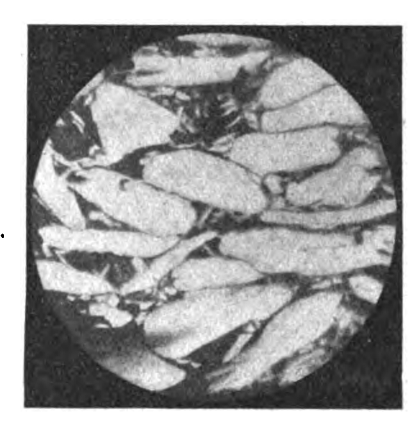


Abb. 3. 100 fache Vergrößerung. Massekern, Eisenteilchen durch Glas mit Eisenpulver isoliert.

beispielsweise möglich, eine vollkommene Mischung von beliebig geformtem Eisenpulver mit sehr feinem Glaspulver herzustellen. Aus einer derartigen trockenen Mischung ohne jegliches Bindemittel in einem Stück gepreßte Kerne besitzen eine durch den ganzen Querschnitt gleichmäßige Dichte und Permeabilität. Die Abb. 1 zeigt eine Mikroaufnahme einer radialen Schnittfläche durch einen derartigen Kern. Die Isolationsschichten sind durch nachträgliches Glühen des gepreßten Kernes in einen zusammenhängenden, wabenartigen Körper großer Festigkeit zerlaufen, in den die Eisenteilchen eingebettet sind.[6])

Die Abb. 2 enthält eine Mikroaufnahme eines geätzten Schliffes an einem Einzelteilchen zur Demonstration der Zusammensetzung der magnetischen Pulverteilchen aus Kristallkörnern.

Wie bereits erwähnt, ist die wirksame Permeabilität der Massekerne durch die Stärke der Isolationsschichten begrenzt. Diese Begrenzung kann durch einen Kunstgriff, der sich praktisch recht gut bewährt hat, erweitert werden: Man verwendet zur Isolierung der Einzelteilchen statt eines Pulvers aus reinem Isolationsmittel ein homogenes Gemisch aus solchem Pulver mit sehr feinem Eisenpulver. Dieses Verfahren erhöht die magnetische Leitfähigkeit der Isolationsschichten, ohne ihre elektrische Isolationsfähigkeit wesentlich herabzusetzen. Die Abb. 3 zeigt die Mikroaufnahme eines nach diesem Verfahren hergestellten Kernes. Zur Herstellung solcher Kerne bedarf es natürlich ganz besonders gut durchgearbeiteter Mischverfahren.

Die an Hand der vorliegenden praktischen Aufgabe, der Fabrikation von Belastungsspulen für Fernmeldeleitungen, entwickelten Berechnungen und Verfahren lassen sich ganz allgemein für jeden „synthetischen Mischkörper" aus magnetischen oder elektrischen Leitern mit Isolationsmaterialien anwenden. Die allgemeine Bedeutung derartiger Körper dürfte darin bestehen, daß sowohl ihre elektrischen und magnetischen wie auch ihre thermischen und mechanischen Eigenschaften weitgehend willkürlich wählbar sind.[7])

[6]) Vgl. DRP. 399167.

[7]) Vgl. auch den Diskussionsvortrag Pirani zum Vortrag F. Sauerwald, a. a. O., der einige Monate nach der Anmeldung des DRP. 399167 gehalten wurde.

Technische Gasanalyse durch Platinkatalyse.

(Mitteilung aus dem Wärmelaboratorium der Siemens & Halske A.-G., Wernerwerk M.)

Von M. Moeller, Berlin-Siemensstadt.

Inhalt: Beschreibung eines elektrischen Meßgeräts für fortlaufende Bestimmung brennbarer Gase (CO, H_2). Abhängigkeit der Anzeige von Konzentration, Gasgeschwindigkeit, Gasart usw.

Die Gasanalyse ist ein wesentliches Hilfsmittel für die Überwachung vieler Vorgänge eines Fabrikationsbetriebes, ganz besonders aber für die wärmetechnische Betriebskontrolle. Die laufende Bestimmung der Zusammensetzung von Gasen bildet häufig ein unbedingtes Erfordernis. Das bekannteste und allgemeinste Beispiel hierfür ist die CO_2-Bestimmung in den Abgasen von Feuerungen oder Öfen; denn der CO_2-Gehalt ist eine Fundamentalgröße für die Beurteilung des Verbrennungszustandes einer Feuerung. Man kann aus ihm leicht ermitteln, wie weit der Sauerstoff der Verbrennungsluft sich mit dem Brennstoff umgesetzt hat bzw. welcher Luftüberschuß vorhanden ist. Infolgedessen ist sehr viel Erfinderarbeit darauf verwendet worden, selbsttätige Meßgeräte durchzubilden, die eine laufende Bestimmung des CO_2-Gehaltes ermöglichen. Die älteren Apparate beruhen meist auf der Absorptionsmessung mit Kalilauge; neuerdings werden vielfach physikalische Methoden angewandt, insbesondere Bestimmungen der inneren Reibung, der Dichte und der Wärme-

leitfähigkeit des Gasgemisches, weil man hierdurch dem Meßgerät einen einfacheren Aufbau geben kann und die Benutzung chemischer Agentien fortfällt. Eine Voraussetzung der physikalischen Methoden ist, daß der zu bestimmende Gasbestandteil sich durch die als Meßgröße dienende physikalische Eigenschaft aus allen übrigen genügend heraushebt. Diese Voraussetzung ist gerade bei der CO_2-Bestimmung in Feuerungsabgasen fast immer erfüllt. Im Dezember 1921 wurden vom

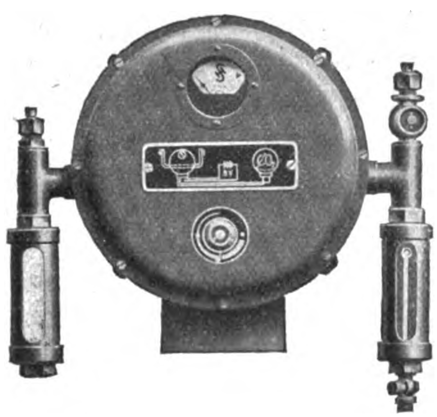


Abb. 1. Geber des CO_2- (H_2, SO_2) Messers.

Verfasser in einer Berliner Sitzung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik Apparate beschrieben, die auf der Messung der Wärmeleitfähigkeit beruhen und in bezug auf Einfachheit des Meßverfahrens wohl kaum übertroffen werden können. Die Apparate sind auch in der Fachliteratur vielfach beschrieben worden und haben in großer Zahl im In- und Auslande Verwendung gefunden. Es wird daher hier davon abgesehen, auf sie näher einzugehen; nur ihre äußere Ausführungsform sei kurz vorgeführt.

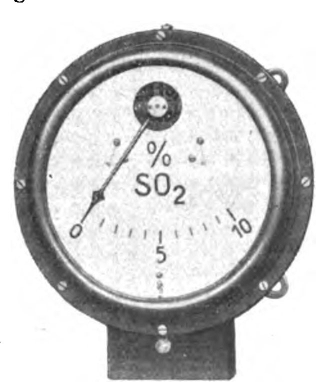
Abb. 1 zeigt den sogenannten Geber, in welchem sich die Meßkammer befindet, ein Metallklotz mit zylindrischen Bohrungen, in denen axial elektrisch schwach geheizte Platindrähte ausgespannt sind. Die Temperatur bzw. der elektrische Widerstand der Drähte bildet ein Maß für das Wärmeleitvermögen des hindurchgesaugten Gasgemisches.

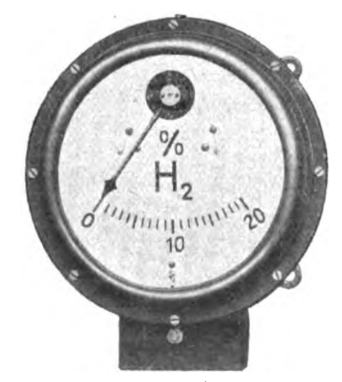
Abb. 2 zeigt verschiedene Anzeigeinstrumente, die in beliebiger Entfernung von dem Geber aufgehängt werden können. Die Apparate sind brauchbar für die Bestimmung von CO_2 in den Rauchgasen, von H_2 in Kraftgasen, von SO_2 in Röstgasen usw.

Bei Einführung der CO_2-Messer in die Betriebspraxis zeigte sich jedoch sehr bald die Notwendigkeit, noch ein zweites gasanalytisches Meßgerät zu schaffen, durch das der Gehalt von Feuerungsabgasen an unverbrannten Bestandteilen, insbesondere an CO, bestimmt werden kann. Während der CO_2-Messer den jeweiligen Luftüberschuß kennzeichnet, gibt der CO-Messer ein Maß für den Luftmangel in der Feuerung. Auftreten von CO in den Abgasen bedeutet, daß mindestens in Teilen der Feuerung die Verbrennung des Kohlenstoffes nur bis zur ersten Oxydationsstufe erfolgt. Die Größe des hierdurch entstehenden Wärmeverlustes ergibt sich sofort aus dem Vergleich der Verbrennungswärmen der beiden Oxydationsvorgänge des Kohlenstoffes:

$$C + \tfrac{1}{2} O_2 = CO + 29\,\text{Cal},$$
$$C + O_2 = CO_2 + 97\,\text{Cal}.$$

Zwei Drittel der Verbrennungsenergie gehen verloren, wenn die Verbrennung nur bis zum CO stattfindet. 1 Vol.-Proz. CO in den Abgasen einer Feuerung bedeutet, wie man leicht berechnen kann, 5% Wärmeverluste, d. h. einen ungemein wesentlichen Faktor in der Bilanz der Abgasverluste. Neben CO kann auch H_2 bei wasserstoffhaltigen Brennmaterialien auftreten und muß mit nachgewiesen werden, ferner in geringen Mengen CH_4.





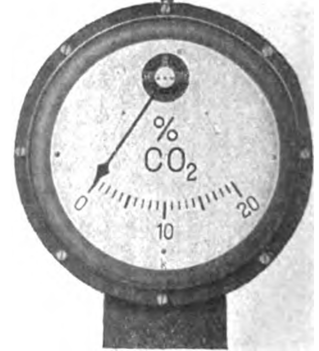


Abb. 2. SO_2-Anzeiger. H_2-Anzeiger. CO_2-Anzeiger.

Der Durchbildung eines CO-Meßgerätes waren von vornherein sehr enge Grenzen gesetzt. Es sollte ohne Chemikalien arbeiten, in seinem Aufbau sich dem CO_2-Messer möglichst anpassen, insbesondere für die gleiche Gasgeschwindigkeit verwendbar sein; die Bedienungsansprüche sollten verschwindend gering sein, elektrische Fernanzeige

ermöglicht werden, und schließlich sollte der Apparat — als letzte, aber nicht leichteste Bedingung — wesentlich billiger sein als der CO_2-Messer, um lediglich als Zusatzgerät oder nachträglich geliefert werden zu können.

Eine rein physikalische Messung kam nicht in Frage, da das CO sich physikalisch vor N_2 und O_2 kaum auszeichnet. Die Lösung der Aufgabe ergab sich schließlich in einer Ausnutzung der

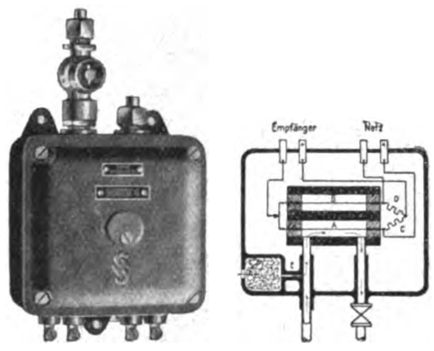


Abb. 3. Geber des CO-Messers.

katalytischen Verbrennung an erhitzten Platindrähten. Dieser Vorgang setzt, wenn man Gasgemische, die neben CO bzw. H_2 freien Sauerstoff enthalten, an einem solchen Draht vorbeileitet, bei etwa 250 bis 350° C Drahttemperatur ein. Er führt dann zu einer Temperaturerhöhung des Drahtes, die man ganz ähnlich dem Meßverfahren

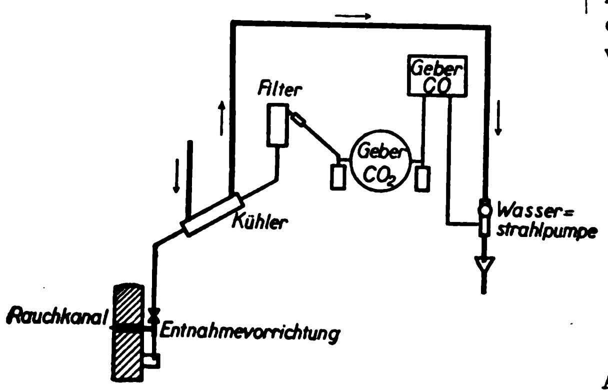


Abb. 4. Einbau des CO-Gebers in die Gasleitung.

des CO_2-Messers durch die Bestimmung der Widerstandsänderung in der Wheatstonebrücke kenntlich machen kann. Es ergibt sich ein sehr einfacher Aufbau des Meßgerätes. Abb. 3 zeigt den Aufriß eines Gebers und seine äußere Ansicht. *A* und *B* sind die Meßdrähte. An ersterem strömt das Rauchgas vorbei, letzterer befindet sich abgeschlossen in Luft. *C* und *D* sind die temperaturunempfindlichen Vergleichsdrähte. *E* ist eine durch Watte geschützte Düse, durch welche dem Gas 20% Luft durch Ansaugen zugemischt werden, damit stets genügend Sauerstoff für die Verbrennung verfügbar ist. Abb. 4 zeigt den Einbau des CO-Gebers im Anschluß an den CO_2-Geber. Vor dem letzteren befindet sich in der Gasleitung eine sogenannte Drosselstrecke, die einen bestimmten konstanten Strömungswiderstand besitzt. Die Düse *E* in Abb. 3 ist im Verhältnis zu der Drosselstrecke so bemessen, daß das Verhältnis des Gas- und Luftstromes etwa 4 : 1 ist. Abb. 5 zeigt das Anzeigeinstrument.



Abb. 5. CO + H_2-Anzeiger.

Die richtige Auswahl des Drahtmaterials und Drahtquerschnittes war sehr wesentlich. Sowohl im Hinblick auf die Haltbarkeit als auf den spezifischen Widerstand ist es zweckmäßig, eine Legierung des Platins zu benutzen. Der Drahtdurchmesser beträgt 0,1 mm gegenüber 0,04 mm im CO_2-Messer. Versuche ergaben, daß die Zerreißfestigkeit und Beständigkeit erhitzter Platindrähte unterhalb eines gewissen Querschnittes sehr viel rascher abnimmt als der Drahtquerschnitt.

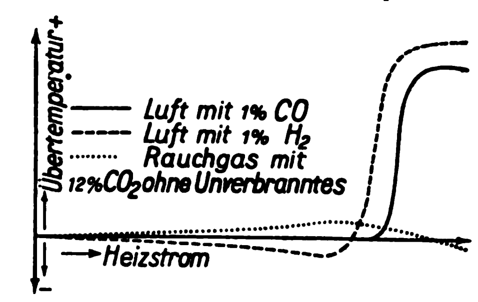


Abb. 6. Temperatur eines elektrisch erhitzten Platindrahtes in Abhängigkeit vom Umgebungsgas.

Da auch diese Zusatzapparate schon erheblichen Eingang in die Betriebspraxis gefunden haben, so dürfte es von Interesse sein, auf die physikalischen Vorgänge, welche sich in der Meßkammer abspielen, näher einzugehen, insbesondere auch die Genauigkeit des Meßverfahrens kritisch zu betrachten. Das Kurvenbild Abb. 6 zeigt die Änderungen der Drahttemperatur bzw. die Ausschläge eines Brückengalvanometers, wenn man in der zylindrischen Meßkammer des CO_2-Messers die Temperatur des axial ausgespannten Platindrahtes von 0,04 mm Durchmesser durch Erhöhung

der Stromstärke allmählich steigert und Gasgemische durchleitet, die einmal 12 % CO_2 in Luft, das andere Mal 1 % H_2 oder CO enthalten. Der Ausschlag für 12 % CO_2 steigt zunächst bis zu einem Maximalwert, der etwa bei einer mittleren Drahttemperatur von 250° C erreicht wird, sinkt dann aber, und zwar deshalb, weil der Temperaturkoeffizient des Wärmeleitvermögens für CO_2 größer ist als für Stickstoff und Sauerstoff, da beim CO_2 als dreiatomigem Gas bei höherer Temperatur ein neuer Freiheitsgrad hinzukommt. Luft und reine Kohlensäure haben nach unseren Messungen bei 325° C das gleiche Wärmeleitvermögen. Der Ausschlag geht bei etwa 500° C mittlerer Drahttemperatur durch *O*. Der Apparat wird hier also

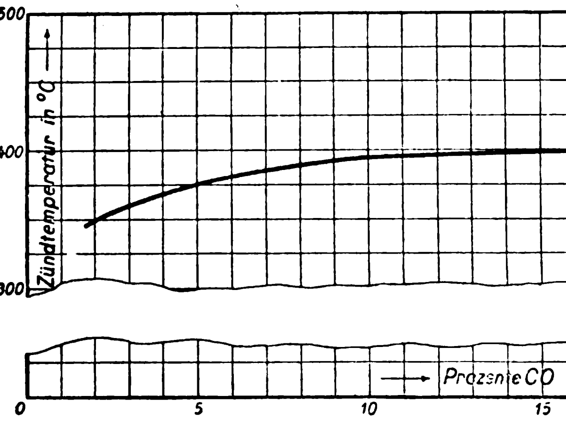


Abb. 7. Abhängigkeit der Zündtemperatur von der CO-Konzentration bei konstantem O_2-Gehalt.

völlig unempfindlich für Angaben von CO_2. Abb. 6 zeigt ferner den plötzlichen Eintritt der Zündung von H_2- bzw. CO-Luftgemischen und die verhältnismäßig sehr große Temperaturerhöhung, die durch 1 Vol.-Proz. erreicht wird. Wenn man die Dimensionen der Meßkammer richtig wählt, muß man, wie aus diesen Messungen hervorgeht, die Temperaturerhöhung durch die katalytische Verbrennung messen können, ohne daß die Änderungen des Wärmeleitvermögens mit schwankendem CO_2-Gehalt in Betracht kommen.

Der katalytische Vorgang ist zweifellos eine der merkwürdigsten Formen, in denen sich ein chemischer Umsatz abspielt, und es ist besonders eigenartig, daß der Mechanismus der katalytischen Erscheinungen, die nicht nur in der reinen anorganischen und organischen Chemie, ferner in der Biologie eine außerordentliche Rolle spielen, sondern besonders auch größte technische Bedeutung haben — man denke nur an die Schwefelsäure- oder Ammoniakherstellung — uns nur sehr unsicher bekannt ist. Gewiß kann man auch heute noch sagen, daß im letzten Grunde jeder Reaktionsmechanismus unbekannt ist, wenn man den Elementarvorgang betrachtet. Die katalytischen Erscheinungen haben aber einen ganz besonders rätselhaften Charakter. Der Katalysator wirkt beschleunigend auf einen chemischen Vorgang, wie ein deus ex machina, verändert sich nicht, steht in Anfangs- und Schlußbilanz in gleicher Menge und Beschaffenheit, kann aber andererseits in seiner Wirksamkeit durch Spuren gewisser Substanzen (Gifte) völlig gestört werden.

Betrachtet man den Vorgang der Katalyse an erhitzten Platindrähten, so kann man auf Grund des gegenwärtigen Standes unserer Kenntnisse den Mechanismus der Katalyse etwa in folgendem Sinne zusammenfassen:

Platin adsorbiert Sauerstoff sehr stark. Langmuir hat gezeigt, daß, wenn geringe Mengen Sauerstoff in Kontakt mit einer Platinoberfläche

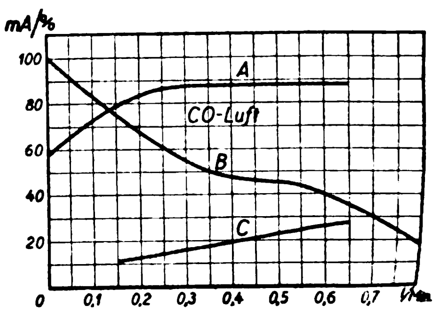


Abb. 8. Einfluß der Gasgeschwindigkeit auf die CO-Anzeige.
A = Verbrennungseffekt als Anzeige in mA Brückenstrom.
B = Prozentsatz an verbranntem CO.
C = pro Zeiteinheit verbrannte CO-Menge (willkürliche Einheiten).

geraten, der Sauerstoff fast augenblicklich verschwindet, bis die gesamte adsorbierte Menge einer monomolekularen Schicht entspricht. Alsdann kann nicht mehr von diesem Gas adsorbiert werden, selbst bei starkem Anwachsen des äußeren Druckes. Keine Spur Sauerstoff kann andererseits weggepumpt werden bei einer Erwärmung des Drahtes auf etwa 400° C und in bestem Vakuum. Es tritt also eine Art Kondensation des Gases ein. Diese adsorbierte Schicht ist naturgemäß sehr reaktionsfähig, ähnlich dem flüssigen Sauerstoff. H_2 und CO verbrennen, wenn sie mit einer solchen Sauerstoffschicht in Berührung kommen. Offenbar muß jedoch auch das brennbare Gas adsorbiert bzw. kondensiert werden, bevor der Eintritt der Reaktion erfolgt. Sie wird dann dort beginnen, wo sich Grenzschichten zwischen beiden Komponenten an den Gitterpunkten der Platinoberfläche befinden.[1])

Die Mindesttemperaturen (**Zündtemperaturen**) für den Eintritt der katalytischen Reaktion

[1]) Es muß dahingestellt bleiben, ob das Eindringen der Gase selbst in das Kristallgitter, d. h. ihre Löslichkeit, eine Rolle spielt. Bemerkenswert ist, daß CO sich in Platin nicht löst (Sieverts).



in H_2-O_2- bzw. CO-O_2-Gemischen, die an einem erhitzten Platindraht vorbeigeleitet werden, sind abhängig von Gasgeschwindigkeit, Konzentration und Vorgeschichte des Drahtes. Bei gleichem Sauerstoffgehalt steigt im allgemeinen die Zündtemperatur mit dem Gehalt an H_2 bzw. CO (Abb. 7). Kleine Partialdrucke (1 bis 2 Vol.-Proz. H_2 bzw. CO) mit großem Sauerstoffüberschuß (Luft) haben eine Zündtemperatur von etwa 250 bzw. 350° C in Apparaten, wie sie hier beschrieben sind. Als Zündtemperatur wird diejenige der heißesten Stelle eines frei ausgespannten Drahtes bezeichnet.

Man sollte zunächst annehmen, daß man auf dem Wege der katalytischen Verbrennung H_2 und CO trennen kann, da zwischen den Zündtemperaturen beider Gase eine Temperaturdifferenz von etwa 100° C liegt. Dies ist aber keineswegs der Fall. Es genügen vielmehr kleine Mengen CO, um die Zündtemperatur für den Wasserstoff erheblich heraufzusetzen, wie zuerst W. Henry,

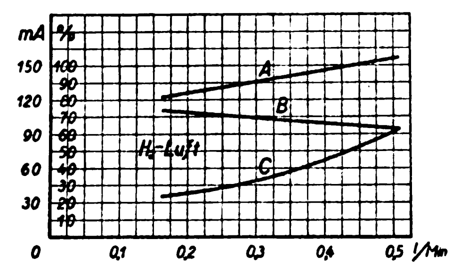


Abb. 9. Einfluß der Gasgeschwindigkeit auf die H_2-Anzeige.
A = Verbrennungseffekt in Abhängigkeit von der Strömung.
B = Prozentsatz an verbranntem H_2.
C = pro Zeiteinheit verbrannte H_2-Menge (willkürliche Einheiten.)

später E. v. Meyer beobachtet haben. H_2 verbrennt dann nicht eher als das CO für sich allein. Offenbar verdrängt das CO den H_2 aus der adsorbierten Schicht, so daß schon aus dieser Erscheinung der Schluß gezogen werden muß, daß die Adsorption der brennbaren Bestandteile neben derjenigen des Sauerstoffes für den Eintritt des Vorganges eine wesentliche Rolle zu spielen scheint.

Abb. 8 zeigt den Einfluß der Strömungsgeschwindigkeit auf die Anzeige von Meßgeräten der beschriebenen Form. Durchmesser der zylindrischen Kammer und Drahtanordnung sind hier natürlich von großer Bedeutung. Beim CO zeigt sich, daß zwischen 0.2 und 0,7 l/Min., also in einem sehr beträchtlichen Bereich, die Angaben des Apparates unabhängig sind von der Strömungsgeschwindigkeit. Der Bruchteil der zugeführten brennbaren Gase, der tatsächlich verbrennt, sinkt mit der Strömungsgeschwindigkeit, die insgesamt verbrennende Gasmenge steigt hingegen. Da sich aus der Zusammensetzung der Kurven *B* und *C* nicht ohne weiteres der bei *A* entstandene lineare Verlauf ergibt, so muß offenbar noch ein dritter Vorgang maßgebende Bedeutung haben, als den man die Mitführung von Verbrennungswärme durch das strömende Gas, die offenbar proportional der Strömungsgeschwindigkeit ist, anzusehen hat. Beim H_2 (Abb. 9) ist die Unabhängigkeit von der Strömungsgeschwindig-

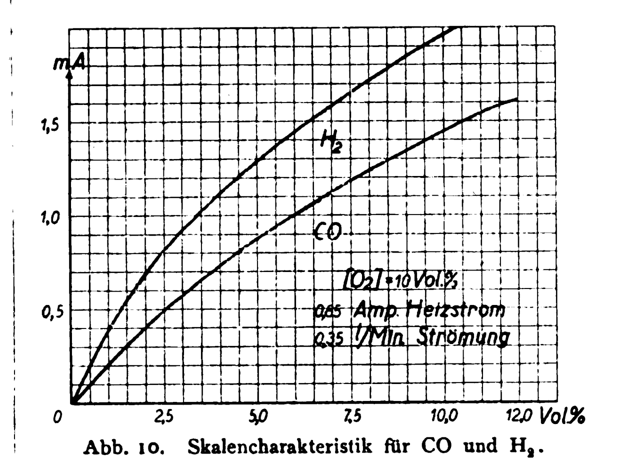


Abb. 10. Skalencharakteristik für CO und H_2.

keit in dem in Frage kommenden Gebiet nicht ganz so groß, sondern ein leichter Anstieg ist vorhanden; die Verhältnisse sind sonst ähnlich.

Die durch beide Gase hervorgerufenen Verbrennungseffekte sind an sich rein additiv, was für die gleichzeitige Anzeige beider Gase wesentlich ist.

Abb. 10 zeigt die Skalencharakteristik, d. h. die Abhängigkeit des Ausschlages vom CO-

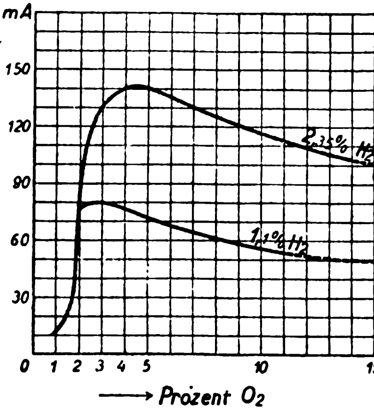


Abb. 11. Einfluß des O_2-Gehaltes auf die H_2-Anzeige.

bzw. H_2-Gehalt. Wegen der größeren Verbrennungsgeschwindigkeit gibt H_2 den größeren Effekt, obwohl hier das größere Wärmeleitvermögen des Wasserstoffes selbst vermindernd auf die Temperaturerhöhung wirken muß. Der Eichung des Apparates muß der Mittelwert beider Verbrennungseffekte zugrunde gelegt werden, was, wie man sieht, zu erheblichen Fehlern nicht führt.

Abb. 11 zeigt den Einfluß des Sauerstoffgehaltes. Während bei kleinen Konzentrationen der Sauerstoff erheblichen Einfluß auf den Verbrennungseffekt hat, ändert sich der Ausschlag für O_2-Konzentrationen oberhalb 4 bis zu 20 Vol.-Proz. um insgesamt nur etwa 30%. Da beim Ansaugen von 20% Luft mindestens 4 Vol.-Proz. Sauerstoff in dem Gemisch enthalten sind und der Höchstgehalt unter 10% bleibt, so spielt also der schwankende O_2-Gehalt nur eine geringe Rolle für die Anzeige.

Besondere Versuche haben gezeigt, daß die Vergiftung hoch erhitzter Platindrähte durch zugeführte Gasbestandteile keineswegs sehr erheblich ist. Etwa gleich große Quantitäten von Gas wurden mit gleichen Konzentrationen des Giftes (3 bis 4 Vol.-Proz.) durch gleich gebaute Kammern geleitet. Als Giftstoffe wurden NH_3, H_2S, AsH_3 und PH_3 untersucht. Sämtliche Gifte zeigten dieselbe charakteristische Wirkung. Die Zündstromstärke für die H_2-Katalyse wurde heraufgesetzt, für die CO-Katalyse herabgesetzt (Ausnahme NH_3). In keinem Falle war der Effekt erheblich. Erhitzung des Drahtes in Luft machte ihn meist rückgängig. Dagegen genügt ein dünner galvanischer Überzug von Gold, um die katalytische Wirksamkeit von Platindrähten völlig zu beseitigen.

Zusammenfassung.

Im ganzen genommen ist die Genauigkeit der Messung mit derartigen Apparaten, wie sich aus diesen Mitteilungen ergibt, keineswegs gering. Man hat außerdem zu bedenken, daß das Auftreten brennbarer Bestandteile in Feuerungsabgasen stets eine unerwünschte Erscheinung ist. An den Apparat werden weniger die Ansprüche eines Messers als eines Indikators gestellt, der die auftretende Menge nur in gewisser Annäherung anzugeben braucht. Tatsächlich leistet der Apparat aber, wie man sieht, nicht unerheblich mehr.

Die Messung der bei der katalytischen Verbrennung auftretenden Wärmemenge ist für die Zwecke der Gasanalyse bereits mehrfach im In- und Ausland vorgeschlagen worden. Z. B. werden in der chemischen Industrie nach Patenten der Badischen Anilin- und Sodafabrik Apparate benutzt, durch die der Sauerstoffgehalt von Wasserstoff u. dgl. auf katalytischem Wege nachgewiesen wird. Man bedient sich hier jedoch nicht erhitzter Drähte, sondern eines von außen erhitzten Platinkatalysators, dessen Temperaturerhöhung thermoelektrisch gemessen wird. Ferner hat man versucht, durch erhitzte Drähte das Methan im Grubengas nachzuweisen. Dies ist jedoch schwierig, da CH_4 erst bei sehr hohen Temperaturen (oberhalb 600° C) verbrennt und dann die Haltbarkeit und Widerstandskonstanz der Platindrähte gering ist. Das Meßverfahren hat daher bisher keinen Eingang in die Praxis gefunden.

Originalmitteilungen.

Reißdiagramme von Senderöhren.

Von H. Rukop.

(Fortsetzung und Schluß aus Nr. 10.)

V. Die Diagramme veränderlichen Kreiswiderstandes (Kreisdiagramme).

Eine andere Art der Amplitudenvariation, z. B. zum Zwecke der Hochfrequenztelephonie, besteht in der Änderung des äußeren Widerstandes, d. h. in der Änderung der Schwungradimpedanz. Es dürfte bekannt sein, daß, wenn L_L die resultierende Selbstinduktion des L-Zweiges darstellt und R den gesamten Verlustwiderstand des Kreises als Serienwiderstand betrachtet, die Impedanz des Kreises dann für die Eigenfrequenz folgenden Wert hat:

$$\mathfrak{R} = \frac{\omega^2 L_L^2}{R}.$$

Für die Änderung dieser Impedanz durch die Sprache gibt es nun in der Praxis drei gangbare Methoden. Die eine ist die direkte Änderung von R durch ein irgendwie angekoppeltes Mikrophon, die zweite besteht in der Änderung von R durch Einführung einer hilfsmagnetisierten Eisendrossel. Die dritte ist die sogenannte Absorptionsröhrenschaltung, in der zwar auch der Verlust-

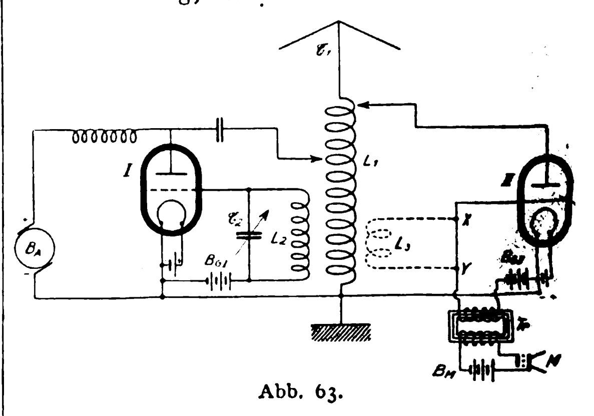


Abb. 63.

widerstand der Antenne geändert wird, aber so, daß ein Parallelweg geschaffen wird (vgl. Abb. 63), indem z. B. parallel zur gesamten Selbstinduktion des Kreises $L_1 C_1$ die Anoden-Kathodenstrecke

einer besonderen Röhre II gelegt wird, deren Aufnahmefähigkeit (Momentanwiderstand) durch Gitterspannung gesteuert wird. In allen drei Fällen bildet also der natürliche Widerstand der Antenne den kleinsten möglichen Kreiswiderstand, zu dem dann durch die Telephonieorgane beliebig viel hinzugefügt werden kann. Hieraus ergibt sich schon, daß unter Umständen die Kreistelephonie mit weichen Schwingungen arbeitet, denn die Herabsetzung der Impedanz bringt folgendes mit sich: Geht man von dem Zustande bester Einstellung bei kleinstem Kreiswiderstande R, also größtem $\mathfrak{R}$ aus, so stehen beide Amplituden im Anodenkreis, die des Stromes und die der Spannung, an ihren natürlichen oberen Grenzen. Bei Zunahme des Verlustwiderstandes R, also Abnahme von $\mathfrak{R}$, kann zuerst immerhin noch die volle Amplitude des Anodenstromes erhalten bleiben, jedoch die Spannungsamplitude muß dabei sinken, und natürlich sinkt dabei die Kreisamplitude auch. Solange sind die Schwingungen also noch „hart", da sie ja an einer ihrer Grenzen verbleiben. In diesem Zustande würde man, um die Kreisamplitude auf Null herunterzubekommen, R außerordentlich groß, d. h. $\mathfrak{R}$ außerordentlich klein machen müssen. Aber in Wahrheit braucht man ziemlich geringen Widerstand, vielleicht etwa nur $3\,R$, um die Kreisamplitude gleich Null zu machen, da nämlich bei Abnahme von $\mathfrak{R}$ die anfangs beste Rückkopplung nicht mehr ausreicht, die Schwingungen daher „weich" werden und schnell abfallen.

Es bleibt natürlich unbenommen, bei der Kreisänderungsmethode auch einen festen Gitterwiderstand zu verwenden.

A. Ohne Gitterwiderstand.

1. Amplitudenunabhängiger Kreiswiderstand.

Zunächst sollen wieder solche Diagramme gezeigt werden, die mit variablem reinen ohmschen Widerstande, also amplitudenunabhängigem, gemessen werden. Bei jedem Kreisdiagramm bleiben während einer Messung die Emission, die Anodengleichspannung, die Rückkopplung konstant, Gittergleichspannung und äußerer Widerstand sind variabel. Der Ausgangspunkt des Diagramms, d. h. derjenige Punkt, für den der Sender optimal eingestellt ist, soll, wo nichts anderes gesagt ist, stets der Punkt maximaler Kreisstromstärke bei $E_G = 0$ sein, also gleichzeitig ein Punkt des Grunddiagramms.

Die Kreisdiagramme ohne Gitterwiderstand mit amplitudenunabhängigem variablem Kreiswiderstande gemessen sind, wie die Meßresultate zeigen, immer den Grunddiagrammen sehr ähnlich. Allerdings weisen sie die Eigentümlichkeit auf, daß sie begrenzt, geschlossen sind, daß sie also vollständig ausmeßbar sind, während, wie in III auseinandergesetzt ist, die Grunddiagramme nach rechts und

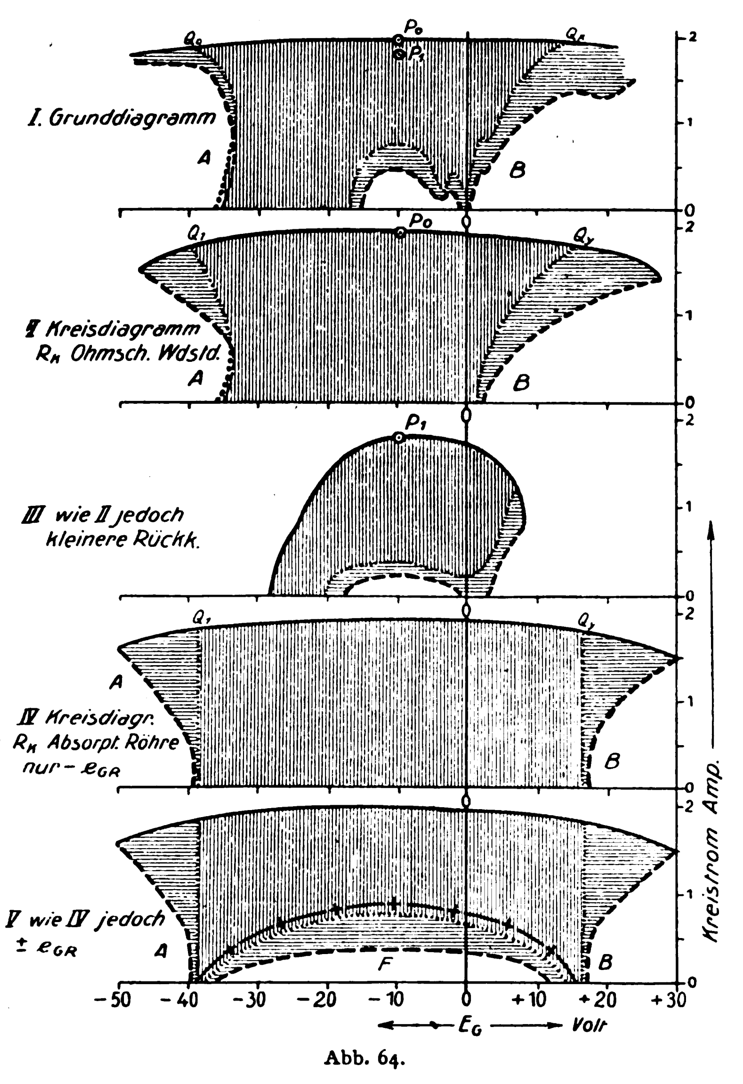


Abb. 64.

links nicht prinzipiell begrenzt sind. Dies liegt daran, daß im Kreisdiagramm die Rückkopplung unverändert bleibt, im Grunddiagramm aber nicht. Ebenso haben die Kreisdiagramme keine Rückseiten, wenn der Ausgangspunkt auf der Vorderseite liegt, wie man leicht einsehen kann, denn ein Verkleinern des Widerstandes R wird nie die Schwingungen herabsetzen. In Abb. 64 ist ein vollständiges Kreisdiagramm zu sehen. Abb. 64 I

ist zunächst das Grunddiagramm, Abb. 64 II ist dann das vollständige Kreisdiagramm bei amplitudenunabhängigem Widerstande, ausgehend vom Punkte P_0. Im allgemeinen ist die Übereinstimmung eine große, die Bereiche A und B sind im Kreisdiagramm denen des Grunddiagramms sehr ähnlich. Lediglich der Bereich links von B, dessen Klassifizierung allerdings nicht ganz sicher ist, wie schon bei Abb. 8 gesagt, ist im Kreisdiagramm weggeblieben, eine nicht sehr bedeutungsvolle Erscheinung.

Abb. 64 III zeigt dann noch ein Diagramm, das sich nur durch den Ausgangspunkt von II unterscheidet. In III ist dies P_1 (identisch mit

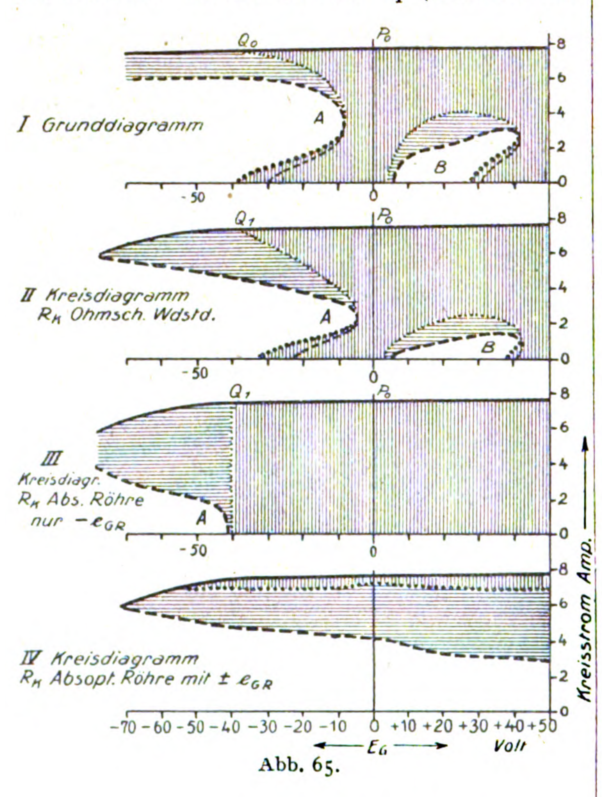


Abb. 65.

P_1 im Grunddiagramm I). Hier sind im allgemeinen die Lagen der Fehlstellen nicht wesentlich geändert, der Bereich links von B ist sogar wieder aufgetreten. Nur durch die anderen Ausgangspunkte, die ja durch Verkleinerung der Rückkopplung gewählt werden, sind die Ausdehnungen der Diagramme sehr zusammengeschrumpft. An den rechts und links stark sinkenden oberen Begrenzungslinien ist übrigens zu erkennen, daß die Schwingungen dort schon in den „weichen" Zustand geraten sind.

Es ist wohl ohne weitere Erklärung verständlich, daß die Telephonielinien hier Senkrechte auf der X-Achse sind, unabhängig davon, ob man eine Variationsmethode mit amplitudenunabhängigem oder -abhängigem Widerstande anwendet.

Einige andere Kreisdiagramme mit reinem Ohmschen Widerstande, bei denen die Ähnlichkeit mit den Grunddiagrammen noch größer ist, sind noch in den folgenden Abschnitten (**V** A 2 und **V** B 1) beschrieben und gezeichnet (vgl. die Abb. 65 und 66).

2. Amplitudenabhängiger variabler Kreiswiderstand.

Schon im ersten Teil dieser Abhandlung bei Beschreibung der Diagramme variablen Gitterwiderstandes als auch im vorausgegangenen Kap. **IV** ist eingehend über ein günstiges Prinzip der Amplitudenänderung durch Widerstandsänderung gesprochen worden, welches lautete: Bei Herabsetzung der Amplituden durch Widerstände in jeglicher Schaltung soll die Widerstandsänderung eine solche sein, daß zunächst die höchsten Amplituden davon möglichst stark betroffen werden, die kleinen möglichst gar nicht. Diese Grenze des Angriffes soll durch die Steuerung bzw. Sprache verschiebbar sein, so daß sie schließlich bis zu den kleinsten Amplituden reicht. Während bei den Gitterwiderstandsdiagrammen die Widerstandsröhre zwar merklich in dieser Beziehung wirkte, aber doch noch Unvollständigkeiten zeigte, kann man bei den Kreisdiagrammen das obengenannte Prinzip zu einer idealen Vollkommenheit bringen, und zwar in der „Absorptionsröhrenschaltung" (Abb. 63). Da in dieser Schaltung, wie die Abbildung zeigt, eine Energieentziehung in Parallelschaltung geschieht, muß zur Erfüllung dieser Funktion der Widerstand für kleine Amplituden unendlich groß sein, dann aber bei einer bestimmten Grenze schnell klein und mit steigender Amplitude immer kleiner werden.

Man sieht also, daß es sich genau um den gleichen Vorgang handelt wie in den „Rückkopplungsdiagrammen durch Absorptionsröhren", die in **IV** 2a beschrieben sind. Daher genügt es hier zu sagen, daß die Charakteristikbedingungen ganz dieselben sind, desgleichen nur die negative Steuerspannung an der Absorptionsröhre brauchbar ist. Allerdings muß letztere hier bedeutend stärker sein als in der Rückkopplungsabsorption (Abb. 57), da sie erhebliche Teile der Schwingungsröhrenleistung, etwa ein Viertel bis ein Drittel, zu absorbieren hat. Auch hier kann man zur Verbesserung der Absorption eine Hilfskopplung benutzen, wie in Abb. 57, indem nämlich in der Kreisabsorptionsschaltung Abb. 63 in die Gitterleitung der Absorptionsröhre an der Stelle XY eine Spule L_3 eingeführt wird, die mit dem Schwingungskreis so gekoppelt ist, daß Anoden- und Gitterspannung gleichphasig werden.

In Abb. 64 sind noch zwei Kreisdiagramme mit Absorptionsröhre zu sehen, und zwar stellt Abb. 64 IV ein solches vor, bei der die oben-

genannte Forderung der nur negativen Gitterspannung an der Absorptionsröhre erfüllt ist. Die erstaunliche Beseitigung großer Teile der Fehlstellen aus dem Grunddiagramm fällt hier sofort in die Augen. Abb. 64 V aber ist ein Diagramm mit einer schwächeren Absorptionsröhre, bei der in einem kleinen Teile des Gebietes noch zu positiver Gitterspannung übergegangen werden mußte, weil diese Absorptionsröhre bei negativer noch nicht genügte. Es war dies das kleine Gebiet zwischen Abszissenachse und der mit + – + – + – bezeichneten Linie, die die Grenze zwischen positiver und negativer Gitterspannung an der Absorptionsröhre angibt. Dicht unterhalb dieser Grenze sieht man alsbald ein Reißspringgebiet auftreten, das also hier gar nicht eine Eigenschaft der Schwingungsröhre, sondern der Absorptionsschaltung ist. In den übrigen Teilen des Diagramms, die mit negativer Gitterspannung der Absorptionsröhre arbeiten, fällt ebenso wie in Abb. 64 IV die weitgehende Reinigung des Diagramms von Fehlstellen gegenüber dem Grunddiagramm auf, insbesondere der Wegfall des A-Bogens, das wichtigste Moment.

Den gleichen Vorgang findet man bei den Diagramm in Abb. 65 (500-Watt-Röhre). Abb. 65 I zeigt das Grunddiagramm, Abb. 65 II das Diagramm variablen reinen ohmschen Kreiswiderstandes, Abb. 65 IV ein Diagramm mit Absorptionsröhre, bei der teils positive Gitterspannung angewendet wurde, während Abb. 65 III das ideal saubere Diagramm mit Absorptionsröhre bei nur negativer Gitterspannung an letzterer ist.

Die Form dieser Kreisdiagramme ist zwar zunächst befremdend, aber doch leicht erklärbar. Daß die Kreisdiagramme reinen ohmschen Widerstandes (vgl. Abb. 64 II und 65 II) mit den entsprechenden Grunddiagrammen (Abb. 64 I und 65 I) eine große Ähnlichkeit zeigen, kommt folgendermaßen zustande: Jedes solche Kreisdiagramm erhält ja in seinem Felde auch Linien von konstanter Rückkopplung und konstantem äußeren Widerstands aber variablem E_G, oder man kann sie sich hineingezeichnet denken. Dies sind aber die schon wohlbekannten k-Kurven, die also im Kreisdiagramm ganz analoge labile Fehlstellen hervorrufen müssen wie im Grunddiagramm. Im Kreisdiagramm werden sie allerdings anders liegen, als im Grunddiagramm, weil nämlich alle k-Linien außer der oberen Grenzlinie hier ein fortschreitend kleineres $\mathfrak{R}$ haben als im Grunddiagramm, und zwar jede solche Linie ein anderes. Daher ändert sich das Diagramm im ganzen genommen nach der Richtung hin, wie ein Grunddiagramm mit zu kleinem $\mathfrak{R}$. Diese Änderung ist aber nicht bedeutend, wie schon im ersten Teile dieses Aufsatzes (Abb. 17) auseinandergesetzt ist. Die Lage des A-Bogens bleibt etwa dieselbe, und die Ordinaten ändern sich ein wenig.

Deshalb beobachtet man am R_K-Diagramm mit ohmschem Widerstand (Abb. 65 II) gegenüber dem Grunddiagramm (Abb. 65 I) die gleiche Abweichung wie im Gitterspannungsdiagramm mit zu kleinem $\mathfrak{R}$ (Abb. 16 II) gegenüber dem dortigen Grunddiagramm (Abb. 16 I), nämlich eine Verschiebung der analogen Punkte zu kleineren Ordinaten.

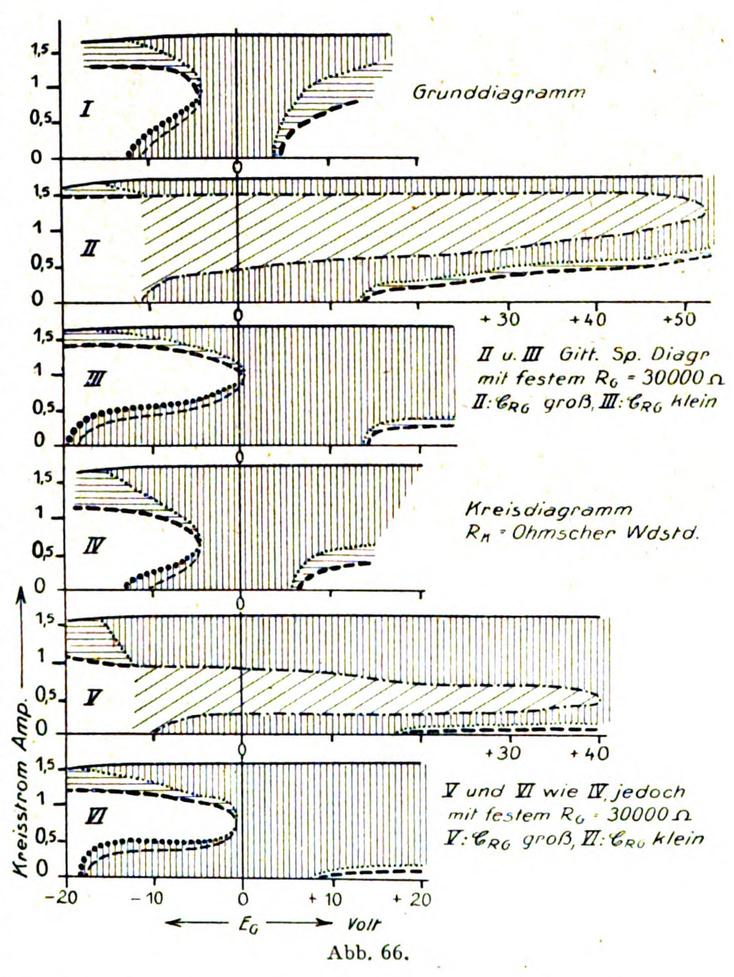


Abb. 66.

Die verblüffende Säuberung des Diagramms durch die Absorptionsröhre ist genau so zu erklären, wie die in den Rückkopplungsdiagrammen durch Absorptionsröhren (Kap. **IV**, Abb. 60 und 61). Die Schwingungen steigen immer bis an die Absorptionsgrenze hoch und übergehen dabei die

Fehlstellen, da ja für die Amplituden bis an diese Grenze $\mathfrak{R}$ und k optimal zum Hochsteigen bis auf die Maximumlinie sind. Die Form der Linien in den Fehlstellen an der linken und rechten Grenze der Diagramme, in den übrigbleibenden Teilen der Bereiche A und B ist identisch aus Abb. 61 ersichtlich.

B. Mit festem Gitterwiderstand.

Es besteht natürlich kein Hinderungsgrund, in einer Absorptionsröhrenschaltung auch einen festen Gitterwiderstand anzuwenden, ja sogar ist bei großen Senderöhren in selbsterregender Schaltung ein solcher geradezu unentbehrlich. Deswegen werden hier auch Diagramme mit Gitterwiderstand, allerdings nur in der gebräuchlichen R_G-Schaltung, nicht in der R_{AG}-Schaltung, angegeben.

Abb. 67.

1. Amplitudenunabhängiger Kreiswiderstand.

Im großen ganzen sind die Kreisdiagramme reinen ohmschen (also amplitudenunabhängigen) Widerstandes den Gitterspannungsdiagrammen ähnlich. Wie dies schon für die Diagramme ohne festen Gitterwiderstand im vorigen Abschnitt gezeigt wurde, so trifft es auch für Diagramme mit festem Gitterwiderstande zu. Sehr deutlich ist dies in Abb. 66 zu sehen. Die Diagramme I, II, III sind Gitterspannungsdiagramme, und zwar I das Grunddiagramm, II ein E_G-Diagramm mit festem Gitterwiderstand (30000 Ohm) bei großem Kondensator, und III dasselbe bei kleinem Kondensator. Die Kreisdiagramme IV, V und VI sind genau analog zu I, II, III, da IV das reine Kreisdiagramm ohmschen Widerstandes ist, V dasselbe bei festem Gitterwiderstand (30000 Ohm) bei großem C_{RG}, und VI dasselbe bei kleinem C_{RG}. In sämtlichen Diagrammen fällt wieder auf, daß die Bereiche der Kreisdiagramme im Vergleich zu denen E_G-Diagramme etwas nach abwärts gedrückt erscheinen.

2. Amplitudenabhängiger Kreiswiderstand.

Unter allen möglichen amplitudenabhängigen Widerständen soll hier wieder nur der günstigste Fall, nämlich die Absorptionsröhre bei negativer Gitterspannung, betrachtet werden. Abb. 67 zeigt Beispiele (III und IV) dieses Falles, und zwar im Vergleich zum Grunddiagramme (I) und zu einem Absorptionsröhrendiagramme ohne Gitterwiderstand (II). In Diagramm III ist wieder ein Gitterwiderstand von 30000 Ohm vorhanden, der Parallelkondensator C_{GR} ist hier groß. Man sieht, daß im Bereiche A ein kleiner vorstoßender Pendelbereich übriggeblieben ist, den man durch die Absorptionsröhre nicht wegschneiden konnte. Bei kleinerem R_G, z. B. 10000 Ohm, war er allerdings leicht zu beseitigen.

Bei kleinem C_{RG} konnte jedoch auch bei R_G = 30000 Ohm ein vollständiges Wegschneiden des A-Bereiches bis an den Schnittpunkt der Springlinie mit der oberen k-Linie, also die schon in einem der vorigen Abschnitte (V A 2) gezeigte Säuberung des Diagramms, erreicht werden (Abb. 67 IV).

VI. Die Anodenreißdiagramme.

Eine weitere Änderungsmöglichkeit für die Amplitude des Röhrensenders bietet die Anodengleichspannung. Auch hierbei gibt es zwei Klassen von Schaltungen, nämlich erstens die der wirklich geänderten Speisespannung, die die „Anodenspannungsdiagramme“ liefert, und zweitens die



Methode mit eigentlich fester Speisespannung, aber geändertem Vorschaltwiderstande in der Gleichstromleitung, zu der die „Anodenwiderstandsdiagramme“ gehören. Wie bei den bisher be-

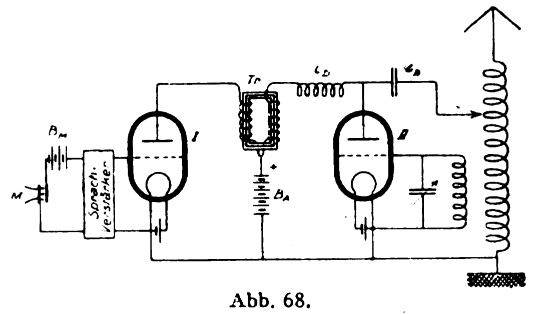


Abb. 68.

schriebenen Schaltungen bzw. deren Diagrammen kommen wieder eine Anzahl Variationen in Betracht, nämlich Schaltungen ohne oder mit festem Gitterwiderstand, verschieden großen Parallelkondensatoren hierzu, ferner mit Anodengleichstromwiderständen verschiedenartiger Amplitudenabhängigkeit, und ebenfalls verschiedenen Kondensatoren.

A. Das Anodenspannungsdiagramm.

1. Ohne Gitterwiderstand.

Das grundlegende Diagramm unter allen Anodendiagrammen ist das mit wirklich veränderter Anodengleichspannung, aufgetragen wie stets bisher, nämlich mit Gittergleichspannungen als Abszissen, Kreisstromstärken als Ordinaten. Die Anodengleichspannungen sollen hier als Parameter eingeführt werden, und für je ein Diagramm sind Rückkopplung und äußerer Widerstand fest. Eine Telephonieschaltung, für die dieses Diagramm maßgebend ist, zeigt Abb. 68. In dieser Schaltung wirkt Tr. als Niederfrequenztransformator, evtl. Autotransformator, der durch Energieübertragung aus der Sprachverstärkerröhre I die Anodenbetriebsspannung der Senderöhre II im Rhythmus der Sprache ändert. (Gen. El. Comp., R. A. Heising, M. Latour.)

a) Gliederung des Anodenspannungsdiagramms.

Das Anodenspannungsdiagramm (E_A-Diagramm) kann man sich zusammengesetzt denken aus lauter Linien konstanter und unter sich gleicher Rückkopplung aus Grunddiagrammen, d. h. also k-Linien, bei schwankender Anoden-

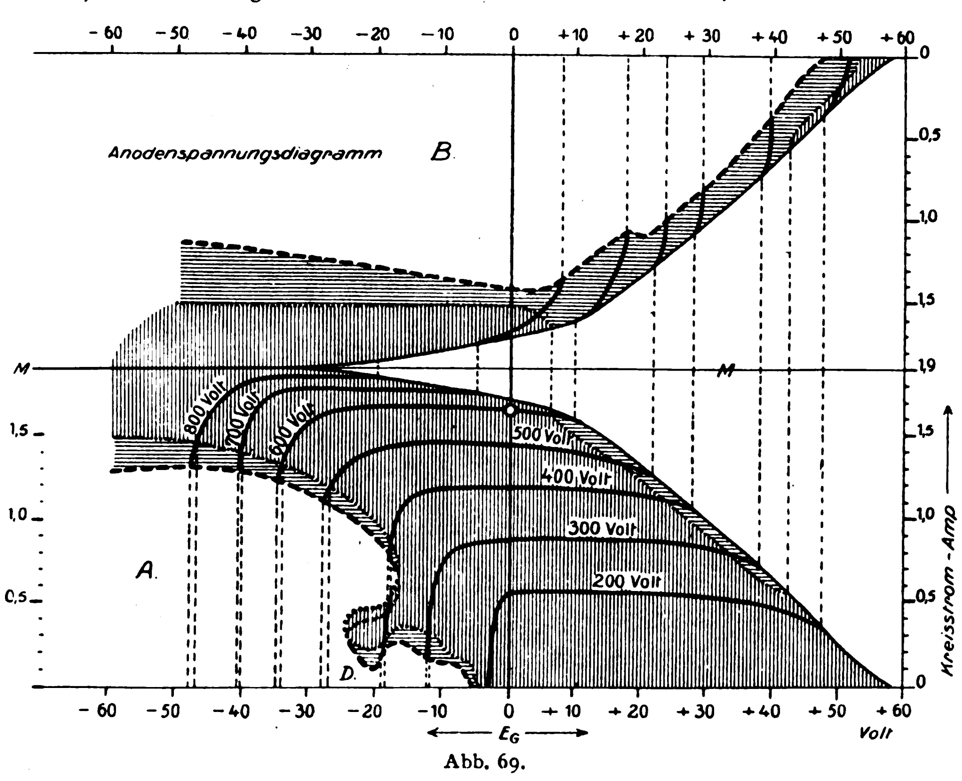


Abb. 69.

spannung. Bei einem E_A-Diagramm muß also angegeben werden, welche Rückkopplung und welcher äußere Widerstand zu ihm gehört, so daß man auch hier von einem Ausgangspunkte des E_A-Diagramms in irgendeinem E_G-Diagramm sprechen kann. Zunächst soll ein möglichst vollständiges Anodenspannungsdiagramm gezeigt werden, d. h. ein solches, das nach allen Seiten möglichst weit ausgemessen ist, und zwar bis an seine Grenzen, wenn diese vorhanden sind. Ein solches Dia-

gramm zeigt Abb. 69. Sein Ausgangspunkt ist *o*, d. h. die Rückkopplung, desgl. der äußere Widerstand sind beide für die dortige Anodengleichspannung und Gittergleichspannung (natürlich bei fester vorgegebener Emission) auf beste Leistung eingestellt und dann im ganzen Diagramm konstant gehalten. Die durch *o* hindurchgehende Parameterlinie ($E_A = 600$ Volt) ist also identisch mit einer k-Linie aus dem Grunddiagramm, und zwar einer, die die obere Grenzlinie berührt, etwa wie k_8 in Abb. 3. Sie muß daher ebenfalls links in eine A-ähnliche Reißspringstelle geraten, rechts in eine B-ähnliche. Das Diagramm Abb. 69 ist, wie man sieht, in zwei Teile zerlegt, und zwar deshab, weil es auch eine Rückseite hat, ganz wie das Grunddiagramm (vgl. Abb. 2 II). Eine Rückseite bedeutet ja das Steigen, dann Haltmachen

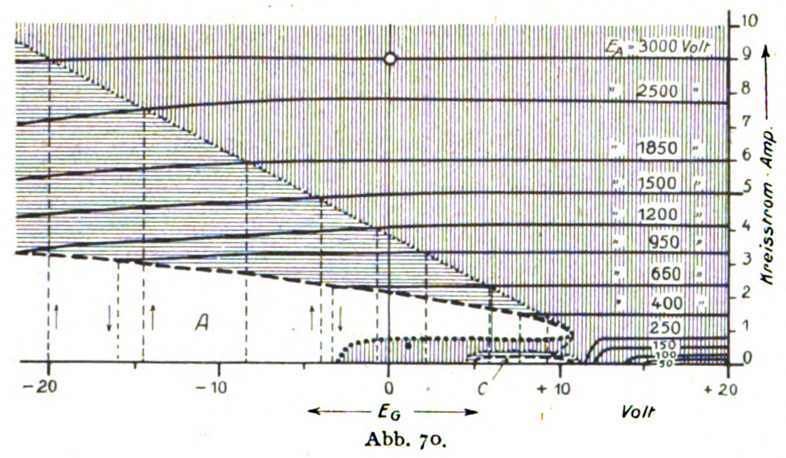


Abb. 70.

und Wiedersinken der Schwingungsamplitude bei Änderung einer Größe in einer Richtung. Diese Größe ist natürlich der Parameter, die Anodengleichspannung. In Abb. 69 bedeutet die untere Hälfte die Vorderseite, das Gebiet also, in dem bei Erhöhung der Anodengleichspannung die Schwingungsamplitude steigt, die obere Hälfte die Rückseite, wo bei Erhöhung von E_A die Amplitude sinkt. Durch Drehung um die Mittellinie *MM* können die beiden Seiten aneinandergelegt werden, so daß die beiden Kammlinien ineinanderfallen. Auch hier könnte man das Diagramm räumlich wie einen Gebirgszug darstellen, indem E_G und E_A die in der Ebene liegenden Koordinaten bilden, E_G die geographische Länge, E_A die geographische Breite, ferner der Kreisstrom die senkrechte Koordinate, die Höhen des Gebirges. Bei den Anodenspannungsdiagrammen ist nun nach rechts stets ein Abschluß vorhanden, der Gebirgszug würde hier ein Ende haben, indem er, wie Abb. 69 zeigt, hier immer niedriger wird und schließlich aufhört.

Dieses Aufhören des ganzen Diagramms bedeutet also, daß dort, d. h. bei reichlich positiver Gitterspannung die Röhre weder einsetzen noch überhaupt schwingen kann, eine Tatsache, die zunächst mit Rücksicht auf die rechts und links unbegrenzten Grunddiagramme befremdend ist. Sie ist jedoch leicht erklärlich, nämlich dadurch, daß ja im E_A-Diagramm die Rückkopplung nicht geändert wird, sondern so bleibt, wie für das Optimum erforderlich, während sie im Grunddiagramm alle Werte durchläuft. Das Nichtschwingen am rechten Ende des E_A-Diagramms ist also lediglich eine Folge des Arbeitens auf der Sättigung bei ungenügender Rückkopplung. Dagegen ist nach links das E_A-Diagramm unbegrenzt, und zwar deshalb, weil es zu jedem negativen E_G eine positive Anodenspannung gibt, die den Ruhestrom auf den steilsten Teil der Charakteristik bringt, so daß die Optimumrückkopplung hier immer zum Einsetzen führen muß. Dieser Einsetz- und Folgebereich weit links ist beiderseits (auf der Vorder- und auf der Rückseite) mit Anspring- und Wegreißbereichen eingefaßt, die deswegen auftreten, weil man für hohe negative Gitterspannungen mit sehr kleinem E_A auf der Nulllinie des Anodenstromes steht, mit sehr hohem E_A dagegen auf der Sättigung. In beiden Fällen aber können sich kleine Amplituden nicht halten, weil dann kleine Gitterwechselspannungen keine Anodenstromänderungen hervorrufen und daher keine Energie liefern.

Der eine dieser Fehlbereiche ist unzweifelhaft identisch mit Bereich A aus dem Grunddiagramm, und zwar ist dies der linke Fehlbereich auf der Vorderseite, daher in Abb. 69 ebenfalls A genannt. Ebenso ist es unzweifelhaft, daß die k-Linien des Grunddiagrammes, z. B. k_8 in Abb. 3, rechts in den Fehlbereich B hineinfallen (vgl. Abb. 2 II), so daß der entsprechende Bereich in Abb. 69 ebenfalls B genannt sein soll. Daß dieser hauptsächlich auf der Rückseite liegt, läßt sich aus der konstanten Rückkopplung verstehen. Aber auch die Ausdehnung des Bereiches B, der ja das Eintreten der Sättigung bedeutet, weit in das Gebiet negativer Gitterspannungen ist verständlich, wenn man bedenkt, daß dort immer höhere E_A-Werte zu ihm gehören, und daß ja, wie die Abb. 8 und 64 schon andeutungsweise zeigen, die Sättigung bei großem E_A ohne weiteres schon bei negativem E_G auftreten kann. Das kleine Anhängsel rechts am Bereich A ist wohl ein besonderer Bereich, und zwar wahrscheinlich ein Konglomerat aus dem Bereich D und dem ungenannten Bereich bei $E_G = 5$ bis -25 Volt in Abb. 8, da die Diagramme zu derselben Röhre gehören.

Man sieht ferner in Abb. 69, daß die Kreisströme gewisse Werte, hier etwa 1,90 Amp. nicht überschreiten, auch wenn E_A beliebig erhöht wird. Diese Tatsache ist ganz selbstverständlich, weil ja die Stromamplitude begrenzt ist (durch die Sättigung der Röhre) und der äußere Widerstand konstant, daher auch die Leistungsaufnahme des letzteren, also des Kreises, begrenzt.

Im allgemeinen sollen hier aber nicht die vollständigen E_A-Diagramme betrachtet werden, sondern wie stets bisher nur die interessierenden Teile, nämlich die Gegend bei relativ kleinen dem Grunddiagramm identisch sein dürfte. Jedenfalls tritt ein C_1-Bereich in den E_A-Diagrammen manchmal auf, insbesondere bei Rückkopplungen, die kleiner als optimal sind. Aber öfter ist kein solcher Bereich C vorhanden, vielmehr sind bei positiven Gitterspannungen rechts von A die Diagramme meistens weithin sauber.

Bevor jedoch generelle Folgerungen aus den Diagrammen gezogen werden, sollen noch die Einflüsse geänderter elektrischer Daten bei derselben Röhre beschrieben werden, sowie auch Diagramme verschiedenartiger Röhren.

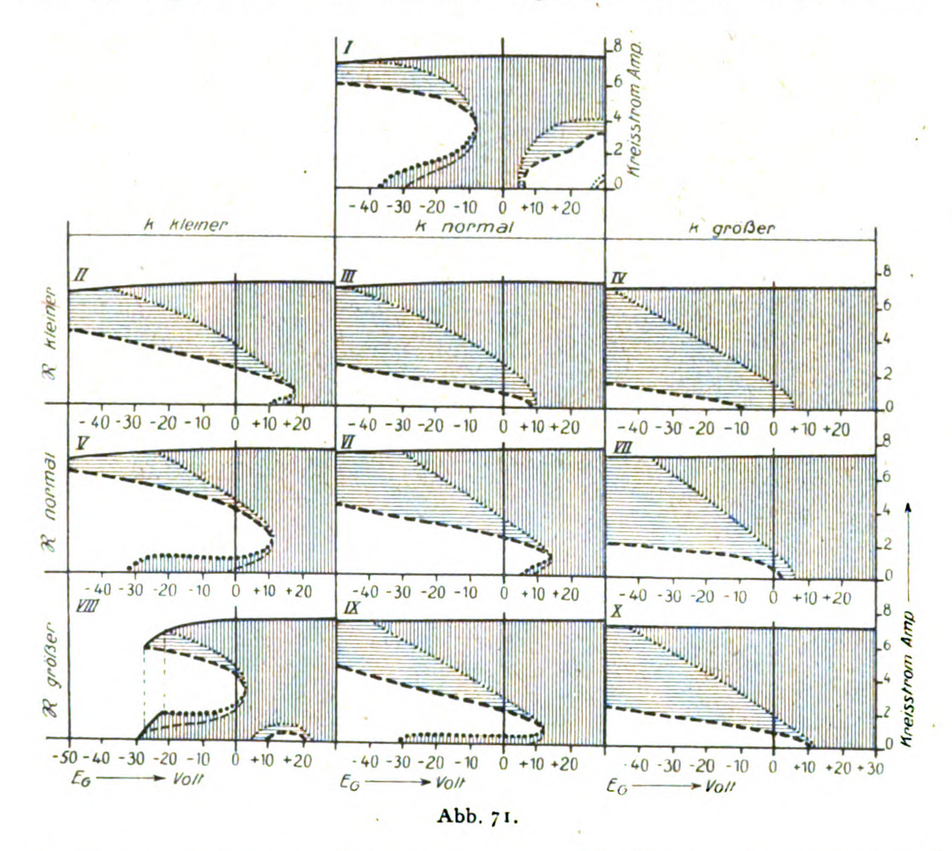


Abb. 71.

positiven und negativen E_G-Werten auf der Vorderseite.

Untersucht man da eine große Anzahl Senderöhren von normaler Lage der Charakteristik, d. h. von kleinem Ruhestrom bei $E_G = 0$, so findet man eigentlich niemals ein Diagramm wie Abb. 69, sondern fast immer reicht dann der Bereich A über die Linie $E_G = 0$ zu positiven E_G-Werten hinüber, wenn auch im Grunddiagramm der A-Bereich genügend weit links liegen mag. Ein Beispiel für die normale Lage vom A-Bereich in E_A-Diagrammen ist in Abb. 70 zu sehen, das zu einem Grunddiagramm gehört, dessen A-Bogen vollständig links von $E_G = 0$ liegt. Das Diagramm zeigt einen besonderen Fehlbereich unter dem Bereich A, schon teilweise von ihm überlappt, der wohl mit C aus

b) Die Einflüsse der elektrischen Größen auf das E_A-Diagramm.

Im Kapitel III ist die Abhängigkeit der Gitterreißdiagramme von allerhand Änderungen der elektrischen Größen beschrieben worden. Auch hier soll etwas ähnliches geschehen, jedoch erscheint hier nicht mehr die Ausführlichkeit wie in Kapitel **III** nötig. Im allgemeinen nämlich ändern sich die E_A-Diagramme in ähnlichem Sinne wie die Grunddiagramme, und außerdem sind die Änderungen durchschnittlich geringer, und schließlich sind die Änderungen der E_A-Diagramme weniger kritisch als die der Grunddiagramme, vielmehr könnte man beinahe sagen, daß die E_A-Diagramme bei den meisten Änderungen der elektrischen Daten etwa gleich schlecht bleiben.

Hier sollen aber doch die Einflüsse der Änderungen von Anodenspannung, Emission, äußerem Widerstande und Rückkopplung gezeigt werden. Während die Änderung der drei letzteren Größen verständlich ist, erscheint die Änderung der Anodenspannung eigentlich überflüssig, da ja die Anodenspannung sowieso im Diagramme geändert wird. In der Tat verlegt man aber zur Änderung der Anodenspannung den Ausgangspunkt mit. Stellt man also den äußeren Widerstand und die Rückkopplung passend um, so ist das mit dem Ausgehen von einem anderen E_A gleichberechtigt.

In Abb. 71 sind die Einflüsse von geändertem äußerem Widerstande sowie geänderter Rückkopplung auf E_A-Diagramme zu sehen. Diagramm I ist das Grunddiagramm der betreffenden Röhre. Wie man sieht, ist es eine durchschnittliche Röhre der Praxis mit links von $E_G = 0$ liegendem A-Bogen. Das genau dazugehörige E_A-Diagramm, das vom Maximum im Grunddiagramm ausgeht, also gleichen äußeren Widerstand und gleiche Rückkopplung hat, ist VI. Die neun E_A-Diagramme in Abb. 71 (II bis X) sind so geordnet, daß die in der mittleren wagerechten Reihe (V, VI, VII) sämtlich den optimalen äußeren Widerstand wie das Grunddiagramm aufweisen, die der oberen Reihe (II, III, IV) sämtlich einen kleineren (etwa — 25%) und die der unteren Reihe (VIII, IX, X) sämtlich einen größeren (etwa + 25%). Für jedes solche $\mathfrak{R}$ sind dann in der mittleren senkrechten Reihe (III, VI, IX) die Rückkopplungen für die jeweils beste Leistung angewendet, in der linken senkrechten Reihe (II, V, VIII) dann losere Rückkopplungen und in der rechten senkrechten Reihe (IV, VII, X) festere. Die Abweichungen von den optimalen Daten sind so gewählt, daß, während bei bestem $\mathfrak{R}$ und bestem k im Kreise 7,60 Ampere erreicht wurden, durch Änderung von $\mathfrak{R}$ nach oben und unten in beiden Fällen bei jeweils bestem k der Kreisstrom auf 7,40 Ampere fiel (III und IX). Ebenso wurden die zu losen und zu festen Rückkopplungen so dimensioniert, daß sich jedesmal ein Verlust von 0,20 Ampere ergab, also Kreisströme von 7,40 Ampere (V und VII) bzw. 7,20 Ampere (II, IV, VIII, X).

Trotz der immerhin geringen $\mathfrak{R}$- und k-Änderungen zeigen sich recht merkliche Diagrammänderungen, insbesondere stellen IV und VIII die Extreme darin vor. Besonders gut läßt sich dies beurteilen, weil hier nicht vollständige E_A-Diagramme gezeigt werden, sondern solche nur bis zu einem bestimmten oberen E_A, nämlich dem des Grunddiagramms (hier 3000 Volt). Der Fall IV (kleines $\mathfrak{R}$, großes k) zeigt besondere Tendenz zu harten Schwingungen, wie die fast wagerechten Linien von konstantem E_A (in Abb. 71 nicht gezeichnet) beweisen, der Fall VIII (großes $\mathfrak{R}$, kleines k) dagegen solche zu besonders weichen Schwingungen, wie das starke Fallen der entsprechenden Linien zeigt. Interessant ist übrigens, daß im letzteren Falle der Bereich C, der ja immer zu losen Rückkopplungen gehört, wieder aufgetaucht ist.

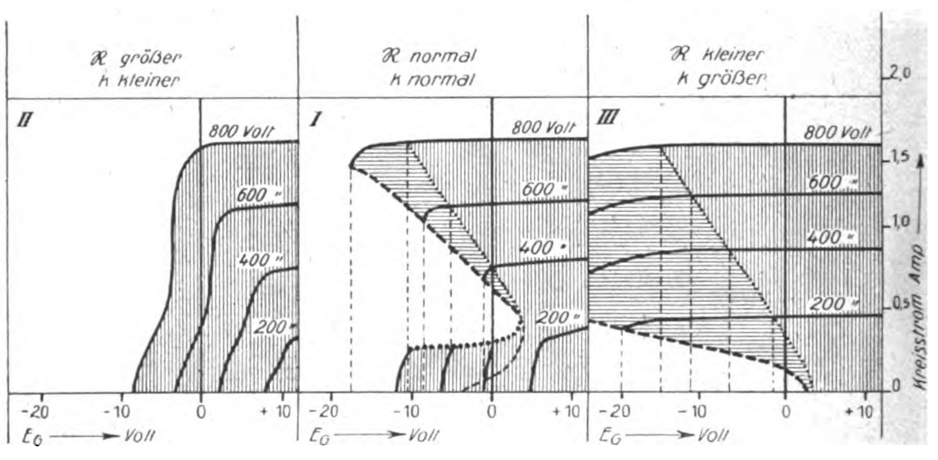


Abb. 72.

Die eben genannten beiden Extremfälle, großes $\mathfrak{R}$ mit kleinem k und kleines $\mathfrak{R}$ mit großem k, sind noch an einem anderen Beispiel (Abb. 72) zusammen mit dem normalen E_A-Diagramm (I) gezeichnet, und sie machen hier einen noch befremdlicheren Eindruck, indem bei großem $\mathfrak{R}$ und kleinem k (II) die Fehlstellen überhaupt aus dem Gebiete zwischen normaler Anodenspannung und $E_A = 0$ ganz verschwunden sind, die Schwingungen aber dafür enorm weich geworden sind. Man gewinnt hier den unmittelbaren Eindruck, daß sich ein schlechtes E_A-Diagramm, d. h. eins, dessen A-Bereich nach positivem E_G hinüberreicht, erheblich durch diese beiden Arten von anormaler Auskopplung verbessern läßt, was in der Tat für die Mehrzahl der Diagramme vollständig zutrifft,

nämlich diejenigen, die noch ein gutes Grunddiagramm haben. Um aber auch einmal den eben genannten Einfluß bei einer Röhre von sehr ungünstigem Grund- und ebensolchem E_A-Diagramm, d. h. von extrem kleinem α, kennen zu lernen, wurden die Diagramme Abb. 73 gemessen, die ganz analog Abb. 72 aufgetragen sind. Man kann hier kaum von einer Besserung des Diagramms durch $\mathfrak{R}$- und k-Änderung sprechen, denn die, wenn auch erhebliche, Verlegung der Reißlinie allein bringt nur geringen Nutzen.

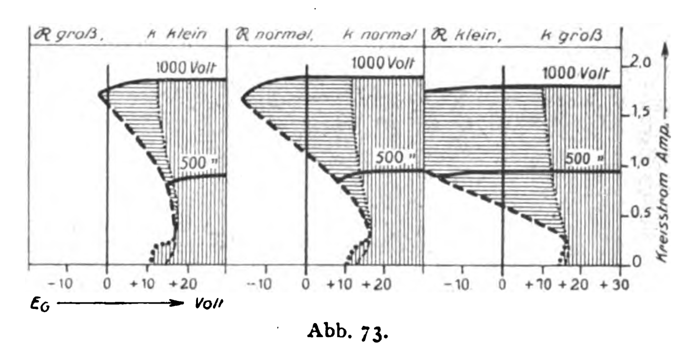


Abb. 73.

In der Praxis findet man wohl überwiegend bei großen Senderöhren Wechselstromheizung. Die Änderung von Grunddiagrammen durch Wechselstromheizung ist in Kap. III beschrieben worden. Auch E_A-Diagramme ändern sich ganz ähnlich, wofür Abb. 74 ein Beispiel zeigt. Zu dem Grunddiagramm 74 I gehört das E_A-Diagramm 74 II, die beide für Gleichstromheizung gelten. Durch Wechselstromheizung verschieben sich im Grunddiagramm die Fehlstellen insgesamt etwa um den Betrag der halben Heizspannung (hier etwa 10 Volt) nach links, wie aus 74 III zu ersehen ist. Das zu 74 III gehörige E_A-Diagramm, dessen elektrische Daten sich von denen des Diagramms II also nur durch die Wechselstromheizung unterscheiden, ist 74 IV. Auch hier ist lediglich eine Verschiebung nach links, von etwa gleichem Betrag wie oben, eingetreten. — Der Einfluß geänderter Emission auf das E_A-Diagramm bei jeweils bestem $\mathfrak{R}$ und k für die oberste Anodenspannung liegt ebenfalls in der gleichen Richtung wie bei den Grunddiagrammen. Mit zunehmender Emission nämlich werden die Diagramme schlechter, indem die A-Bereiche nach rechts rücken. Diese Wanderung ist manchmal recht klein, so daß sie eben zu konstatieren ist, wie es z. B. die Abb. 75 zeigt. Im allgemeinen ist sie aber erheblicher, und zwar ist die Lage des A-Bereiches durch eine gewisse Gesetzmäßigkeit mit dem relativen Ruhestrome verknüpft, wie im folgenden Abschnitte c näher auseinandergesetzt wird. Ein Beispiel für eine etwa normale Änderung des E_A-Diagramms mit der Emission zeigt Abb. 76.

c) Erfahrungen und Gesetzmäßigkeiten.

Bei den Grunddiagrammen ließ sich leicht ein Annäherungsgesetz über die Lage des A-Bogens finden, das diesen in Beziehung zum relativen Ruhestrom I_{R_r} brachte. Es sagte aus, daß der die Grenze des A-Bereiches nach rechts hin bildende Bogen durchschnittlich bei einer solchen Gitterspannung liegt, daß dort der relative Ruhestrom etwa den Wert 0,08 hat. Wenn man bei den E_A-Diagrammen ein äquivalentes Gesetz sucht, so kommt man eigentlich nicht zu einem Resultat, das als einigermaßen präzise bezeichnet werden könnte. Während nämlich bei den Grunddiagrammen das Gesetz der Konstanz des relativen

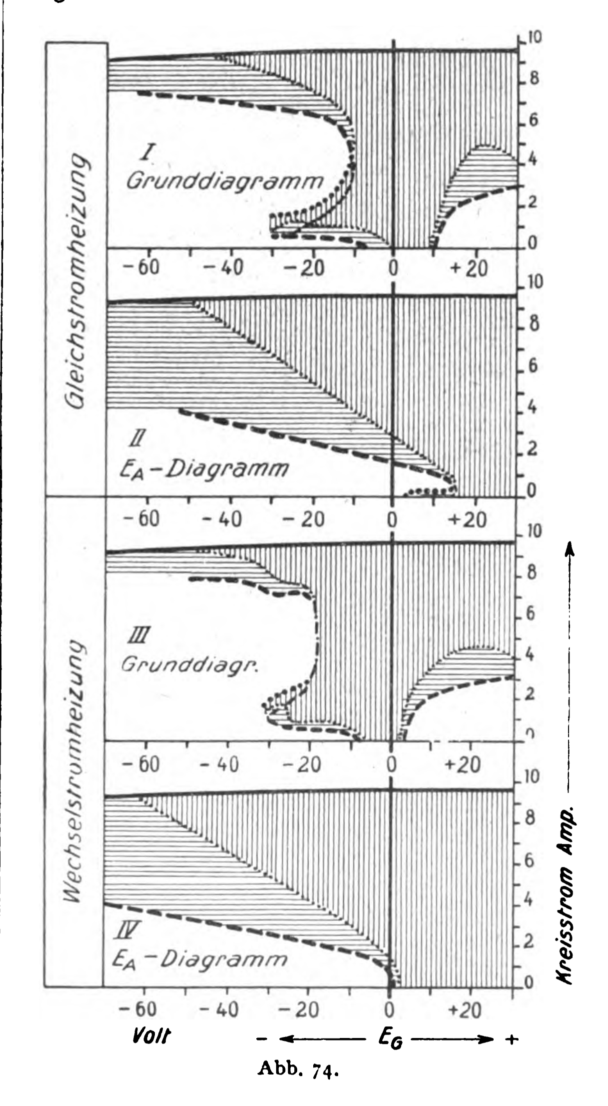


Abb. 74.

Ruhestroms im A-Bogen wenigstens für eine bestimmte Röhre, oder vielmehr sogar alle Röhren derselben Type mit guter Annäherung gilt, wenn Emission oder Anodenspannung oder Durchgriff

weitgehend geändert werden, ist so etwas bei E_A-Diagrammen in viel geringerem Grade zu finden. Hier fällt zunächst auf, daß die E_A-Diagramme eigentlich zwei verschiedene Typen zeigen; zwischen denen allerdings ganz kontinuierliche Übergänge vorkommen. Der eine Typus ist der wie in Abb. 76, wo unter dem A-Bereich wieder ein breites Folgegebiet liegt, während der andere Typus eine fast geradlinige scharf bis auf die Nulllinie hinabgehende Grenze des A-Bereiches zeigt (wie z. B. Diagramm 71 X). Bei dem letzteren Typus gehen die A-Bereiche eigentlich immer über die Linie $E_G = 0$, wenigstens bei Gleichstromheizung, während sie beim erstgenannten Typus öfters links von $E_G = 0$ bleiben. Dieser

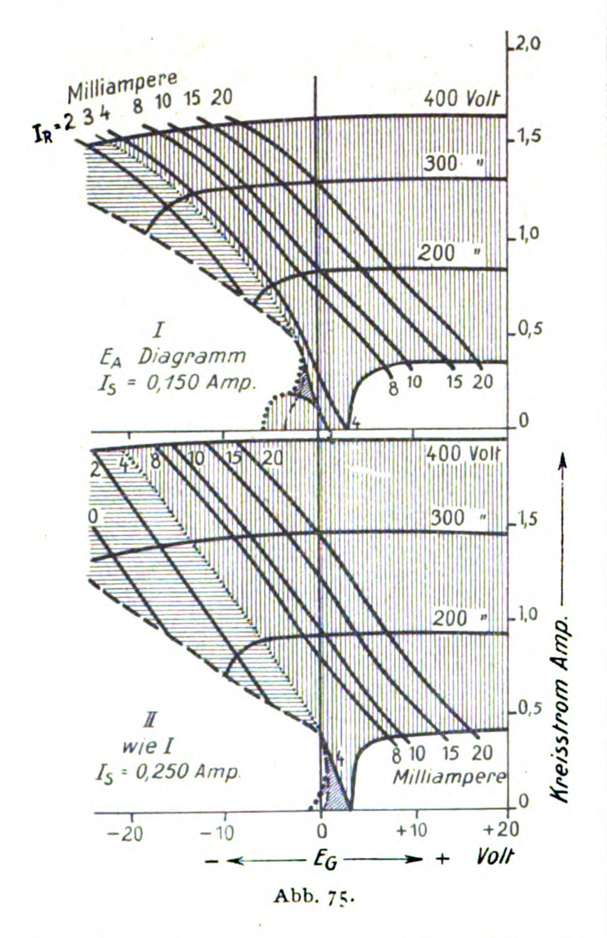


Abb. 75.

erste Typus ist auch stets ein Zeichen dafür, daß die Schwingungen teilweise weich sind. Ein solcher nasenförmiger Fehlbereich im E_A-Diagramm ist nämlich identisch mit einem A-Bogen, und da die Schwingungen rechts vom A-Bogen im Grunddiagramm immer extrem weich sind, sind sie es auch rechts von der Nasenkrümmung in einem E_A-Diagramm, das eine solche hat. Dagegen sind in E_A-Diagrammen, deren A-Bereich je eine ganz geradlinige Reiß- und Springlinie hat, die Schwingungen überall hart. Man kann nun, um zu einem Ruhestromgesetze zu kommen, entweder die Frage stellen: Welcher Ruhestrom ist bei voller Anodenspannung bei derjenigen Gitterspannung vorhanden, bis zu der der Bereich A geht? oder aber man fragt: Welcher Ruhestrom ist an jedem

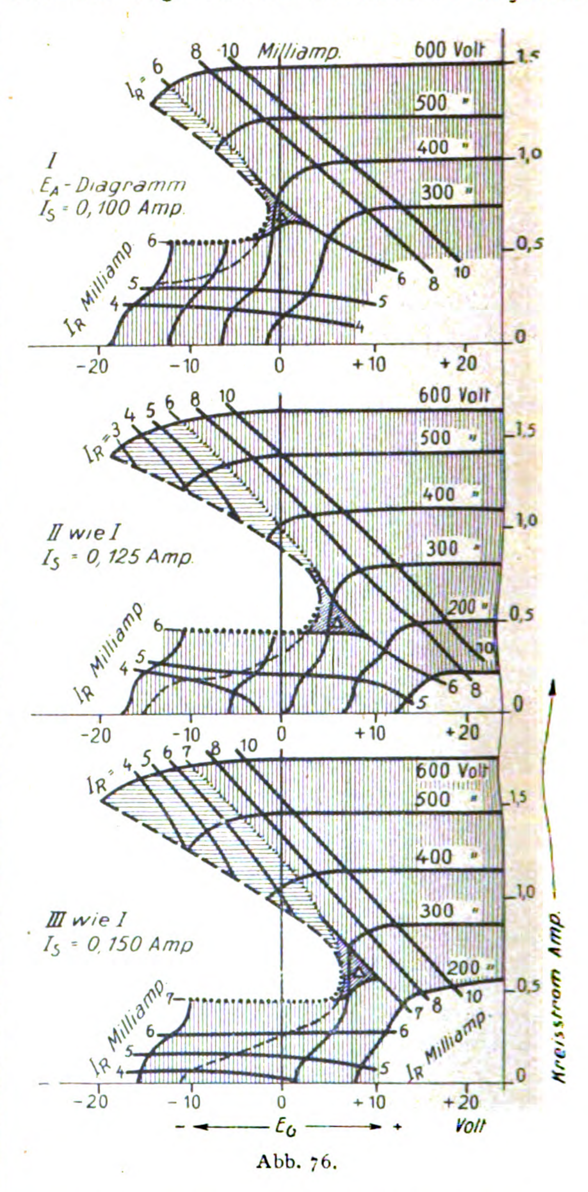


Abb. 76.

Punkte der Reiß- und der Springlinie jedesmal vorhanden?

Die zweite Frage, nämlich, welcher Ruhestrom an jedem Punkte der Reiß- und Springlinien vorhanden ist, soll zuerst beantwortet werden. Die Reißlinie zeigt zwar gar keine Gesetzmäßigkeit, aber die Springlinie und daher auch die Scheitellinie eine recht deutliche. In jedem E_A-Diagramm ist nämlich für alle Punkte der Spring- und Scheitellinie der Ruhestrom so gut wie konstant. Dies

ist deutlich in den Diagrammen der Abb. 75, 76 und 77 zu sehen. Dort sind Linien konstanter Ruheströme eingezeichnet, und in jedem Falle verläuft die Scheitellinie genau längs einer solchen, ebenso natürlich die Springlinie, soweit solche sichtbar sind.

Das Bild, das ein E_A-Diagramm mit eingezeichneten Ruheströmen bietet, ist recht interessant. Am deutlichsten sind die Resultate in Abb. 76 zu erkennen. Hier sieht man, wie die Linien konstanten Ruhestromes der Scheitellinie vollständig parallel laufen, so daß auch die Scheitellinie selbst eine solche ist. Daher erinnern diese Scheitellinien in E_A-Diagrammen an Linien zur Messung von α, die sog. α-Geraden. Sie gestatten bei eingezeichneten E_A-Linien direkt den Wert von α abzulesen. Die Springlinie hat nun naturgemäß dieselben Ruheströme wie die Scheitellinie. Eine bestimmte

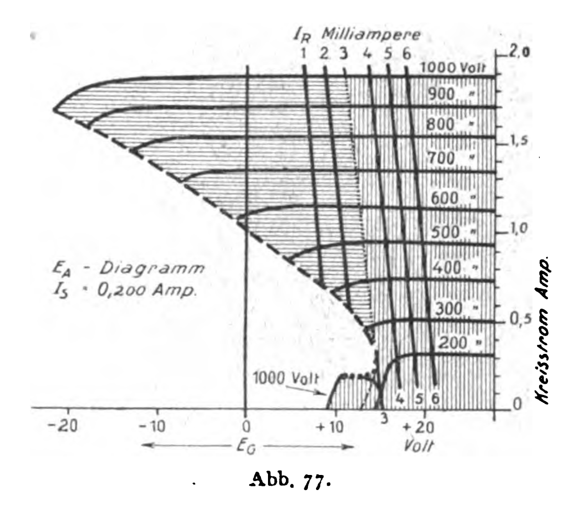


Abb. 77.

Ruhestromlinie, der „Springruhestrom", gabelt sich nämlich so, daß der eine Ast genau in die Scheitellinie, der andere genau in die Springlinie hineinläuft, während alle anderen Ruhestromlinien ungeteilt, eindeutig sind. Zwischen dieser Ruhestromgabel und dem wirklichen Bereich A liegt ein kleines Dreieck konstanten Ruhestroms, aber veränderlicher Kreisstromstärke, $\triangle$ in Abb. 76 genannt. Hier sind die Schwingungen so vollkommen weich, daß sie kaum auf konstanter Amplitude zu halten sind, ohne aber zu reißen oder zu springen.

Die Frage nach der Größe des Springruhestromes, hier $I_{R\Sigma}$ genannt, kann einigermaßen genau beantwortet werden. Drücken wir den Springruhestrom auch im relativen Maß aus, indem wir setzen:

$$I_{R\Sigma r} = \frac{I_{R\Sigma}}{I_S},$$

so können wir für diesen relativen Springruhestrom Annäherungswerte angeben. Durchschnittlich liegen diese Werte zwischen 0,015 und 0,025 oder, wie man auch sagen kann, bei 1,5 bis 2,5%. Es sind aber auch Werte von 0,66% und andererseits 6 bis 8% vorgekommen. Mit einer ziemlich bedeutenden Annäherung fanden sich die größten relativen Springruheströme bei den Röhren mit größtem Durchgriff, und umgekehrt, aber ich halte es doch für eine überflüssige Mühe, die entsprechenden Zahlen von α und von $I_{R\Sigma r}$ in eine Beziehung zueinander setzen zu wollen, trotzdem sie einander sehr nahe liegen. Genau betrachtet ist der Gang von $I_{R\Sigma r}$ mit α nämlich eine gewisse Zufälligkeit. In Wahrheit scheint $I_{R\Sigma r}$ mehr in einer Beziehung zur Sättigungsspannung zu stehen, und zwar so, daß bei kleiner Sättigung (einige Volt) $I_{R\Sigma r}$ am größten ist (6

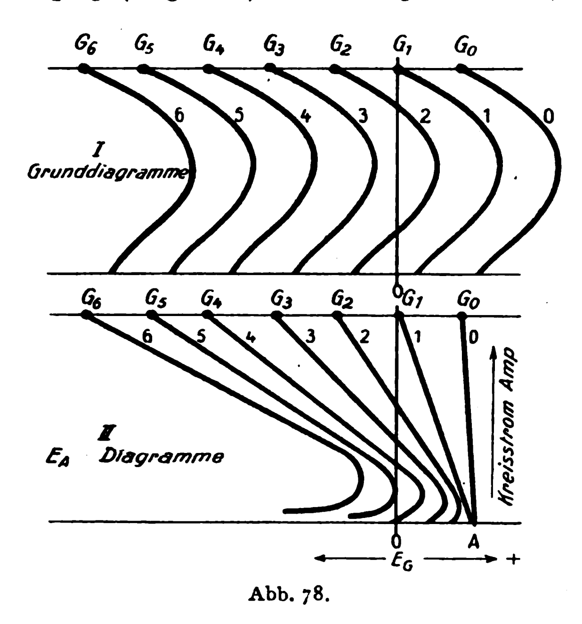


Abb. 78.

bis 8%), bei großem I_S ($V_s > 200$ Volt) aber bedeutend kleiner ($1 \sim 2$%). Da nun naturgemäß bei großen Röhren meistens α recht klein, bei kleinen aber recht groß ist, kann eine solche Abhängigkeit von α leicht vorgetäuscht werden, wenn man lauter normale Gebrauchsröhren untersucht.

Um auf die erstere Frage zurückzukommen, so läßt sich über den Ruhestrom am rechten Ende des A-Bereiches auch mancherlei sagen. Bedeutet I_{RA} diesen Ruhestrom bei der obersten Spannung E_A des Diagramms und I_{RAr} denselben Ruhestrom relativ ausgedrückt, so daß also

$$I_{RAr} = \frac{I_{RA}}{I_S}$$

ist, so findet man für I_{RAr} keinen annähernd konstanten Wert, wie für $I_{R\Sigma r}$ oder für I_{Rr} im A-Bogen des Grunddiagramms, oder aber höchstens dann, wenn man sich auf Röhren mit gerade gut brauchbarem Grunddiagramm beschränkt. Wenn man aber auch Röhren mit extremen Grunddiagrammen, und zwar sowohl solche mit weit rechts

liegendem A-Bogen (kleines α) als auch solche mit weit links liegendem (großes α) untersucht, so ergibt sich ein sehr deutlicher Gang von I_{RAr}. Diesen Gang kann man am besten so ausdrücken, daß I_{RAr} immer dem relativen Ruhestrom bei $E_G = 0$, hier I_{ROr}, ziemlich nahe liegt. Diese Gesetzmäßigkeit bedeutet einfach, daß das Ende des A-Bereiches eben dem Punkte $E_G = 0$ ziemlich nahe liegt. Hieraus ergibt sich, daß der Wert von I_{RAr} bei verschiedenen Röhren recht verschieden sein muß, und zwar recht groß bei weit links liegendem A-Bogen im Grunddiagramm, und recht klein bei rechts liegendem, was experimentell durchaus stimmt. Abb. 78 stellt dies schematisch dar, und zwar gibt sie auch gleich die durchschnittlichen Abweichungen der rechten Grenze des A-Bereiches von $E_G = 0$ an. In 78 I sind die verschiedenen vorkommenden Lagen des A-Bereiches im Grunddiagramm (Spring- und Scheitellinie) zu sehen, in 78 II die entsprechenden der E_A-Diagramme. Je zwei zusammengehörige Diagramme haben immer dieselben Grenzpunkte G_0, G_1 usw. Im allgemeinen ist I_{RAr} größer als I_{ROr}, d. h. das A-Ende liegt vorwiegend bei positivem E_G. Bei großen Röhren mit Charakteristiken von mehreren Hunderten Volt Breite (Sättigungsspannung) liegt dieser Punkt bei höchstens $E_G = +20$ Volt, im Durchschnitt bei kleineren E_G. Bei Röhren mit gut brauchbarem Grunddiagramm, deren A-Bogen knapp links von $E_G = 0$ liegt, bekommt man durchschnittlich $I_{RAr} = 12$ bis $16\,^0/_0$. Röhren mit sehr großem I_{ROr} neigen dazu, mit der A-Grenze mehr nach links, in die Nähe von $E_G = 0$ und sogar etwas links davon zu wandern, wobei sich weiche E_A-Linien ergeben und der A-Bereich sich von der Nullinie ablöst und erhebt, wie dies auch in Abb. 78 (Kurven 5 und 6 in II) zu erkennen ist. Aber trotzdem steigen die I_{RAr}-Werte absolut dabei an, und man findet z. B. bei einem sehr extremen Diagramm (siehe Abb. 69) $I_{RAr} = 30\,^0/_0$. Bei sehr kleinem α wird infolge der fast senkrechten Scheitellinie (o in 78 II) I_{RAr} so gut wie gleich $I_{R\Sigma r}$ (vgl. die Beispiele w und x in Tab. 5). Da nun in allen Fällen $I_{R\Sigma r}$ viel kleiner ist als I_{Rr} im A-Bogen des Grunddiagramms, so tritt hier das bemerkenswerte Resultat ein, daß auch I_{RAr} kleiner ist als I_{Rr}, d. h. in Worten, daß der A-Bereich im E_A-Diagramm viel weniger weit nach rechts liegt als im Grunddiagramm.

Für die in den Abbildungen 75, 76, 77 gezeichneten E_A-Diagramme sind die Werte von I_{RAr} und $I_{R\Sigma r}$ in Tab. 5 enthalten, dazu noch einige Werte (q, r, s ...) von anderen hier nicht gezeichneten Messungen.

Tabelle 5.

Diagramm	I_S	α bzw. I_{ROr}	$I_{R\Sigma r}$	I_{RAr}
q	klein	sehr groß	8,0 %	30,0 %
56 I	mittel	groß	2,5 %	23,5 %
r	„	„	2,0	16,0
56 II	„	„	1,6	14,5
57 I	mittel	mittel	6,0 %	12,0 %
57 II	„	„	4,8	12,0
57 III	„	„	4,6	12,0
s	mittel	mittel	2,5 %	13,0 %
t	„	„	6,4	11,0
u	„	„	1,7	21,0
v	groß	sehr klein	1,0	3,5
w	„	„	1,5	2,2
x	„	„	2,0	3,0
y	sehr groß	mittel	2,0	16,0
z	„	„	0,7	12,0

2. Mit Gitterwiderstand.

Wie in jeder anderen Schaltung, so ist natürlich auch in der Anodenspannungstelephonie ein Gitterwiderstand anwendbar. Natürlich hat er auch einen gewissen Einfluß auf die Diagramme. In den vorhergehenden Kapiteln ist gezeigt und erklärt worden, daß für die Praxis nur ein kleiner Kondensator C_{RG} parallel zu diesem Gitterwiderstand in Frage kommt. Deshalb soll hier nur an einem kurzen Beispiel das Verhalten des Diagrammes für die Anodenspannungsschaltung bei großem C_{RG} gezeigt werden, dann aber wollen wir uns auf den kleinen Kondensator C_{RG} beschränken.

α) C_{RG} groß.

Einen Vergleich von E_A-Diagrammen ohne und mit Gitterwiderstand zeigt Abb. 79. Diagramm I ist darin das Grunddiagramm, und II bis V sind E_A-Diagramme, die sämtlich von der Anodenspannung des Grunddiagrammes (3000 Volt) ausgehen und für diese und $E_G = 0$ jeweils besten äußeren Widerstand $\mathfrak{R}$ und beste Rückkopplung k haben. Diagramm II ist zunächst das normale E_A-Diagramm ohne Gitterwiderstand, III ist dann ein E_A-Diagramm mit einem Gitterwiderstand von 3000 Ω bei großem Parallelkondensator (mehrere μF) und IV ist dasselbe bei $R_G = 6000\ \Omega$.

Man sieht im Prinzip die gleichen Änderungen des E_A-Diagrammes durch Gitterwiderstand und großen Kondensator, wie wir sie bei den Gitterspannungsdiagrammen durch dieselben Mittel gegenüber den Grunddiagrammen gesehen haben (vgl. Kap. **III**, Abb. 26 und 27). Es bildet sich also zunächst ein Pendelbereich im rechten Teil des A-Bereiches aus, der über das Gebiet des A-Bereiches im reinen E_A-Diagramm (Abb. 79 II) nach rechts vorstößt, und zwar um so mehr, je größer der Widerstand wird. Man könnte jetzt in gleicher Weise, wie dies bei den Gitterdiagrammen geschehen ist (vgl. Kap. **III**, C, Abb. 33) zeigen, daß

die Umrisse des Pendelbereiches mit den aus der Reißlinie und der Springlinie bestehenden Umrissen des labilen Bereiches A im E_A-Diagramm identisch sind, wenn man nämlich das E_A-Diagramm mit R_G und großem C_{RG} nach den Abszissen $E_G + E_{GR}$ auftrüge. Diese Zusammenhänge sind aber bei der Erklärung der Gitterdiagramme genügend behandelt worden, so daß hier der Hinweis auf die Identität wohl genügt.

Abb. 79.

Jedenfalls sind E_A-Diagramme mit R_G und großem C_{RG} für die Praxis genau so unbrauchbar, wie es die Gitterspannungsdiagramme unter denselben Verhältnissen sind. Deshalb sollte auf E_A-Diagramme mit großem C_{RG} nur eingegangen werden, damit die durch ein zu großes C_{RG} eintretenden Fehler klar ersichtlich werden.

β) C_{RG} klein.

Der wichtigste Fall der Praxis ist also der kleine Parallelkondensator zum Gitterwiderstand. Den Unterschied im Diagramm zwischen großem und kleinem C_{RG} zeigen die Diagramme Abb. 79 IV und V, die bis auf den Unterschied im C_{RG} für identische Daten gelten. Der Unterschied in den Fehlstellen liegt zunächst im Wiederverschwinden des Pendelbereiches. Hieraus ist zu ersehen, daß C_{RG} in diesem Falle wirklich als klein bezeichnet werden kann, denn es ist im Kap. **III** D gezeigt worden, daß Pendeln lediglich eine Folge eines noch zu großen Kondensators ist. Im übrigen ist aber der Bereich A etwa wieder auf die Lage desselben Bereiches im E_A-Diagramm Abb. 79 II zurückgewichen. Wir haben hier also wieder die Erscheinung, die schon aus den Gitterdiagrammen bekannt ist, daß nämlich in den Lagen des A-Bogens in den Spannungsdiagrammen ohne R_G und denen mit R_G bei kleinem C_{RG} oft recht geringe Unterschiede da sind, wenn die Diagramme nach den Abszissen E_G aufgetragen werden. Daraus ergibt sich, daß bei Auftragung nach $E_G + E_{RG}$ das Diagramm 79 V eine erhebliche Wanderung des Bereiches A nach links zeigen müßte. Aber da diese rein theoretisch interessante Frage auch bei den Gitterdiagrammen genügend behandelt ist, soll hier von solchen Diagrammen abgesehen werden.

Die Lage der A-Bögen zueinander in den Fällen 79 II und 79 V ist dagegen praktisch von großer Wichtigkeit. Deshalb soll dasselbe nochmals für Fälle gezeigt werden, die infolge von wirklich übertrieben großem R_G die Wanderung des A-Bogens deutlicher erkennen lassen. Abb. 80 zeigt diese Fälle. Ausgehend vom Grunddiagramm 80 I ist 80 II das normale E_A-Diagramm, 80 III dann das E_A-Diagramm mit $R_G = 10000\ \Omega$ und 80 IV dasselbe mit $R_G = 30000\ \Omega$, und zwar die beiden letzteren mit kleinem C_{RG}. Hier ist in der Tat deutlicher zu sehen, daß doch mit sehr großem R_G eine allmähliche Verschlechterung der Diagramme eintritt, nachdem zuerst bei kleinerem R_G sogar eine leichte Verbesserung zu konstatieren war. — Allerdings muß man den Gang als recht gering im Vergleich zu den enormen Gitterwiderständen bezeichnen, die

ja die Arbeitspunkte weit in das Gebiet des Ruhestromes Null gerückt haben, wie man aus dem Rückgang der maximalen Leistungen (Kreisstromstärken) in den Diagrammen III und IV gegenüber I und II ersehen kann.

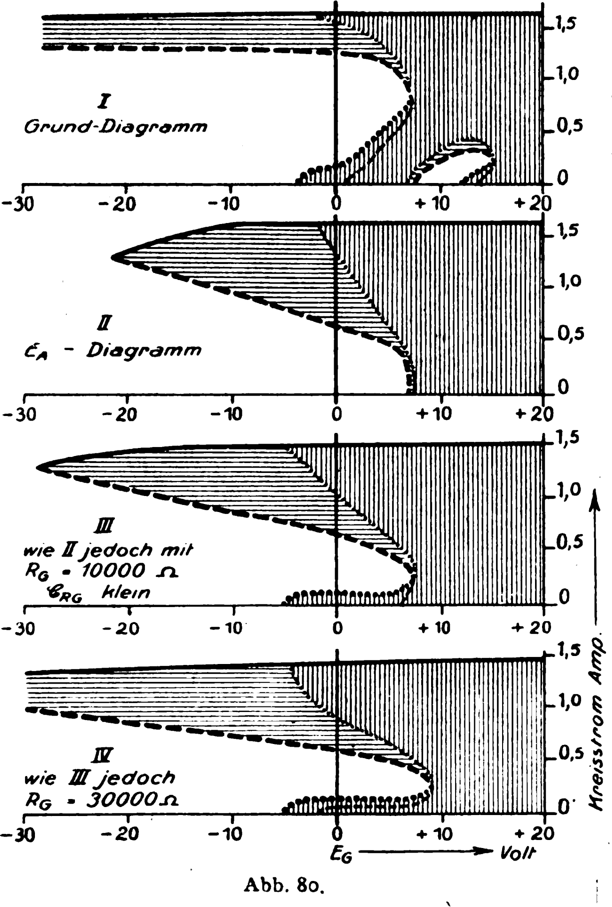


Abb. 80.

B. Die Anodenwiderstandsdiagramme.

Unter Anodenwiderstandsdiagrammen sollen solche verstanden werden, die bei Veränderung der Kreisstromstärke bzw. Leistung durch Änderung eines Vorschaltwiderstandes in der Anodenspeiseleitung, also eines Gleichstromwiderstandes, entstehen. Auf diesem Vorgang beruht eine wichtige Telephonieschaltung, Abb. 81, in der eine besondere Röhre (II) im Anodengleichstromkreise der Schwingungsröhre (I) als Widerstand dient, der durch Sprechspannungen am Gitter der Röhre (II) entsprechend variiert wird, während alle anderen elektrischen Größen konstant bleiben. Hieraus ergibt sich, daß die Anodenspeisespannung an der Röhre (I) höchstens so groß werden kann wie die EMK von B_A selbst, im Gegensatz zu dem Verhalten der Schaltung Abb. 68, wo ja die oberste Anodenspeisespannung annähernd das Doppelte der EMK von B_A betragen kann. In den folgenden Anodenwiderstandsdiagrammen sind stets, wenn nichts anderes gesagt ist, äußerer Widerstand und Rückkopplung bei $E_G = 0$ optimal für die oberste Speisespannung, also die von B_A direkt, eingestellt.

1. Amplitudenunabhängiger Anodenwiderstand.

Zunächst sollen zur Übersicht Anodendiagramme gezeigt werden, die mit variablem, aber amplitudenunabhängigem, also Ohmschem Widerstande aufgenommen sind, obgleich sich derartige Charakteristiken in der Praxis an Röhren wohl nicht erreichen lassen.

Bei der Einführung des Anodenwiderstandes ist es wie bei den Gitterwiderständen von großer Wichtigkeit, was für eine Kapazität parallel zu diesem Widerstande liegt. Bei großer solcher Parallelkapazität, hier C_{RA} genannt, ergeben sich nämlich so erhebliche Pendelerscheinungen, daß die Diagramme unbrauchbar werden.

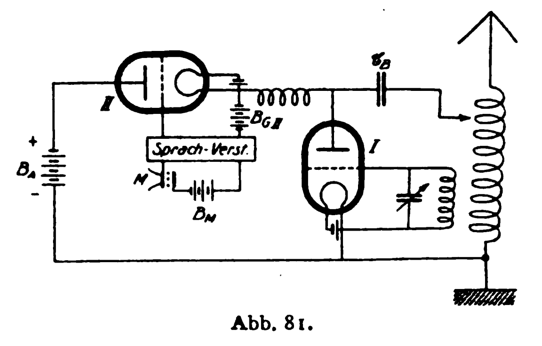


Abb. 81.

1 α) C_{RA} groß.

Die Diagramme mit großem C_{RA} können hier kurz behandelt werden, denn sie sind nur zur Demonstration wichtig, d. h. man muß sie kennen, um sie zu vermeiden. Abb. 82 zeigt von einer Röhre das Grunddiagramm I, das normale E_A-Diagramm (II) und dann ein Anodenwiderstandsdiagramm mit Ohmschem Widerstand bei großem C_{RA} (III). Man macht hier die gleichen Erfahrungen wie bei den E_G-Diagrammen mit festem Gitterwiderstand oder den R_G-Diagrammen mit großem C_{RG}, daß nämlich die Umrisse des Pendelbereiches im R_A-Diagramm III mit großem C_{RA} identisch sind mit den inneren Linien des A-Bereiches im E_A-Diagramm (II), wenn alle diese Diagramme nach Abszissen der wahren Gitterspannung aufgetragen werden. Während man aber bei den R_G-Diagrammen die Spannung E_{RG} mit einbeziehen muß, sind hier in den Diagrammen 82 II und 82 III die Gitterspannungen ohne weiteres die wahren, da ja keine R_G vorhanden sind. Deshalb sind diese beiden Diagramme direkt vergleichbar, und die Ähnlichkeit der Reiß-Springlinienfigur in II mit dem Reiß-, Spring- und Pendelbereich in III ist klar ersichtlich.

Diese R_A-Diagramme mit großem C_{RA} sind aber im allgemeinen unbrauchbar, auch an den Stellen, die vollständig im Folgegebiet liegen, wie z. B. bei $E_G = +10$ Volt in 82 III, weil sie nämlich dort sehr große Zeitkonstanten haben, also nur sehr langsam folgen. Deswegen wären sie für Telephonie nicht zu brauchen, sondern höchstens für irgendwelche anderen Vorgänge, wie Regulierungen mit recht langsamem Verlauf.

Es entsteht da die Frage, ob sich diese Diagramme vielleicht durch Gitterwiderstand verbessern lassen. Allerdings liegt die Frage nicht sehr nahe, denn es sind bisher noch keine erheblichen Verbesserungen von Diagrammen durch feste Gitterwiderstände gefunden worden, nur solche von ganz wenigen Volt (vgl. III D 3). Aber durch einige noch folgende Diagramme (vgl. Abb. 84) wird gezeigt, daß sich gerade bei R_A-Diagrammen die größten Verbesserungen durch feste Gitterwiderstände erzielen lassen.

Es dürfte klar sein, daß sich durch Gitterwiderstände mit großem C_{RG} sicher keine Verbesserungen ergeben werden.

Aber auch Gitterwiderstände mit kleinem C_{RG} bieten bei genauerer Überlegung wenig Aussicht auf Verbesserung, denn aus den bisherigen Resultaten kann man ableiten, daß sich in diesem Falle die Umrisse des Pendelgebietes so verlegen würden, daß sie mit den Reiß- und Springlinien im E_A-Diagramm mit R_G bei kleinem C_{RG} übereinstimmen, statt wie vorher mit den gleichen Linien im reinen E_A-Diagramm. Nun ist aber gerade das Hinzufügen von R_G bei E_A-Diagrammen selbst bei kleinstem C_{RG} von so geringem Nutzen (vgl. Abb. 79), daß hier nichts zu erwarten ist. Da außerdem im günstigsten Falle nur die Lage des Diagramms, nicht aber die Zeitkonstante verbessert werden kann, solange C_{RA} groß bleibt, soll auf diesen ganzen Fall hier verzichtet werden.

1 β) C_{RA} klein.

Ganz anders liegen die Diagramme bei kleinem C_{RA}. Zunächst macht man eine nicht immer auf den ersten Blick vorausgesehene Erfahrung: daß man nämlich, um C_{RA} klein zu machen, auch C_B klein machen muß, denn dieser Kondensator liegt effektiv zu C_{RA} parallel, wenigstens für diesen Vorgang. Wenn man nun C_B wirklich so klein macht, wie es zwecks idealer Verkleinerung von C_{RA} notwendig ist, d. h. bis zur Besei-

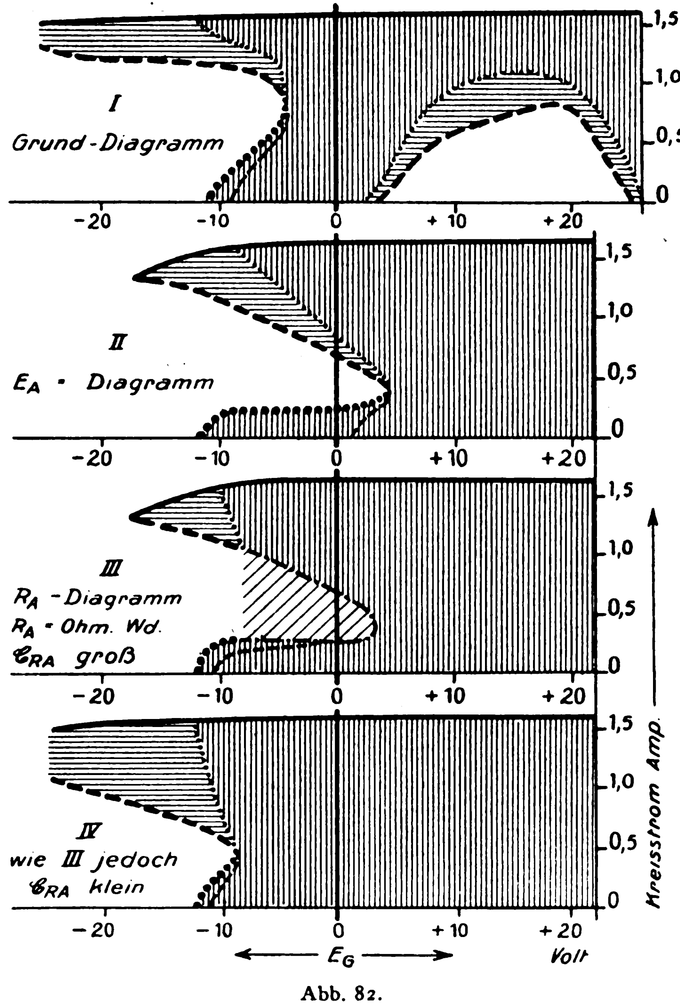


Abb. 82.

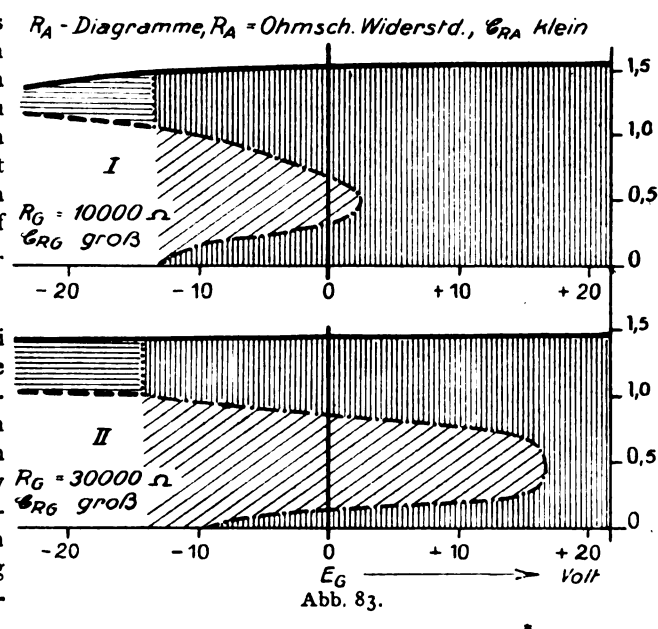


Abb. 83.

tigung des Pendelns im A-Bogen, so entsteht oft schon eine so erhebliche Kondensanz in C_B für die Hochfrequenz, daß die Leistung herabgesetzt wird. Dann ist es vorteilhaft, mit C_B eine solche Selbstinduktion in Serie zu schalten, daß diese beiden Organe zusammen für die vorhandene Arbeitswelle gerade in Resonanz sind, d. h. eine Impedanz von sehr niedrigem Werte haben. Die Leistung wird dann wieder normal.

sätzlichen negativen Gitterspannungen entstehen, die noch bei positivem E_G in Wahrheit negative Spannung am Gitter hervorrufen. Abb. 83 zeigt zwei R_A-Diagramme bei kleinem C_{RA}, aber großem C_{RG} bei entsprechend 10000 Ω(I) und 30000 Ω(II) Gitterwiderstand. Die Diagramme gehören zu derselben Röhre wie die in Abb. 82 und sind unmittelbar mit 82 IV zu vergleichen. Aber auch diese Diagramme sind natürlich unbrauchbar, wie

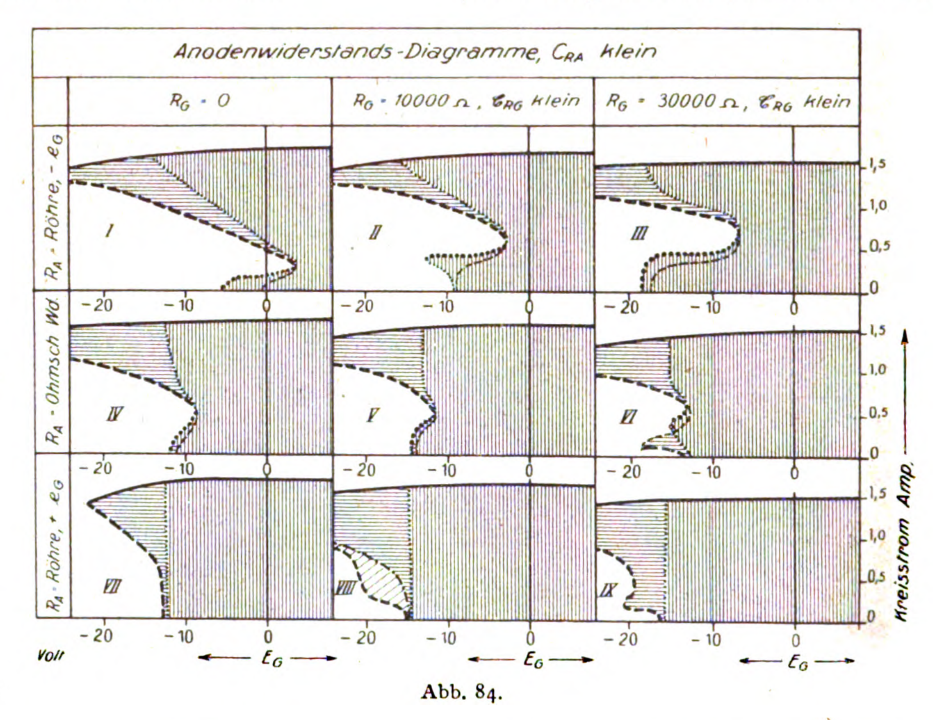


Abb. 84.

a) Ohne R_G.

Zunächst soll ein Diagramm mit kleinem C_{RA} mit den bisherigen unter sonst gleichen Umständen verglichen werden. Abb. 82 IV zeigt ein solches, dessen Daten sich von denen des Diagramms 82 III nur durch die Verkleinerung von C_{RA} unterscheiden. Der Einfluß auf das Diagramm ist aber ein sehr erheblicher, und zwar hat dieses sich stark verbessert. Der Pendelbereich ist verschwunden, und der Reißspringbereich hat sich ziemlich weit in das Gebiet von negativem E_G zurückgezogen.

b) Mit R_G.

Geht man zu Schaltungen mit Gitterwiderstand über, so treten wieder Erscheinungen auf, die sehr an schon bekannte erinnern.

α) C_{RG} groß.

Bei großem C_{RG} und Auftragung in E_G-Abszissen wird das Diagramm wieder bedeutend schlechter, und zwar genau wie bei Gitterspannungsdiagrammen und bei Anodenspannungsdiagrammen mit festem R_G, da ja auch hier die zu-

man sich nach allen vorausgegangenen Erklärungen leicht denken kann.

β) C_{RG} klein.

Wichtig für die Praxis ist wieder nur der kleine Parallelkondensator zum Gitterwiderstand. Abb. 84 zeigt eine Anzahl Diagramme dieser Art, und zwar sind hier die eben zu besprechenden Diagramme, d. h. Anodenwiderstandsdiagramme mit amplitudenunabhängigem R_A bei kleinem C_{RA}, verschiedenen festen R_G bei kleinem C_{RG}, in der mittleren wagerechten Reihe (IV, V, VI) eingezeichnet, zusammen angeordnet mit noch sechs anderen, die in den nächsten Abschnitten besprochen werden. Diese neun Diagramme gehören wieder sämtlich zu derselben Röhre wie die in Abb. 82, so daß man das dazugehörige Grunddiagramm (82 I) und das E_A-Diagramm (82 II) mit ihnen vergleichen kann. Das Diagramm 84 IV, $R_G = 0$, ist demnach identisch mit 82 IV. Bei Hinzufügung von Gitterwiderständen mit kleinem C_{RG} entstehen dann z. B. die Diagramme V ($R_G = 10000\ \Omega$ und VI ($R_G = 30000\ \Omega$). Wenn-

gleich die Unterschiede zwischen diesen drei Diagrammen unter sich nicht sehr groß sind, so ist doch eine kleine Neigung zur Verbesserung durch R_G zu bemerken, indem Diagramm IV ($R_G = 0\ \Omega$) bis $E_G = -9$ Volt sauber ist, Diagramm V ($R_G = 10000\ \Omega$) bis -11 Volt und VI ($30000\ \Omega$) bis -13 Volt.

2) Amplitudenabhängiger Anodenwiderstand.

Es sei aber nochmals daran erinnert, daß die bisher gezeigten Anodenwiderstandsdiagramme, d. h. die im Abschnitt **VI** B 1, in der Praxis der Telephonie wohl nicht vorkommen dürften, da die als Widerstände verwendeten Röhren keine amplitudenunabhängigen Widerstände vorstellen, sondern abhängige. Die Form der Abhängigkeit kann aber verschieden sein, wie schon in den früheren Kapiteln auseinandergesetzt, und wir wollen uns hier mit den beiden Hauptformen, die für die Praxis wichtig sind, befassen. Dabei kann aber auf alle Diagramme mit großem C_{RA} sowohl als mit großem C_{RG} verzichtet werden, weil bei großem C_{RA} in allen Schaltungen immer wieder die Fehlstellenumrisse der entsprechenden E_A-Diagramme sich ergeben müssen, bei großem C_{RG} aber noch schlechtere, und weil im ersten Falle ferner die Zeitkonstanten so groß sind, daß man diese Schaltungen in der Telephonie nicht brauchen kann. Die beiden Hauptfälle der Amplitudenabhängigkeit sind wieder, wie in Kapitel **III** usw., eine Widerstandsröhre mit nur positiver variabler Gitterspannung ($+ e_G$) und eine solche mit nur negativer variabler Gitterspannung ($- e_G$). Natürlich kann auch ein Mittelding beider Fälle benutzt werden, nämlich Spannungen um $e_G = 0$ herum nach beiden Seiten. Dieser Fall ist aber, wie sich bei den Messungen ergeben hat, dem Falle ($- e_G$) ähnlich.

a) Positive Gitterspannung an der R_A-Röhre.

Zunächst wird man gut tun, sich zu überlegen, welcher der beiden genannten Fälle für die Säuberung der Reißdiagramme geeignet ist, d. h. welcher das schon mehrmals geschilderte Prinzip des Angreifens der Amplituden von oben verwirklichen kann. Dies ist leicht getan. Die Widerstandsröhre wirkt hier ja als Serienorgan in der Speiseleitung. Demnach muß also der Widerstand für kleine Amplituden möglichst klein, für große aber groß sein können. Wir gelangen so also wieder zu Widerstandslinien wie Abb. 37 I, d. h. zu Charakteristiken wie Abb. 37 II und 38. Demnach müßte also die Anodenkreiswiderstandsröhre mit nur positiver Gitterspannung die sauberen Diagramme liefern. Dies wird in der Tat vollauf bestätigt, wie Abb. 84 zeigt. Dort sind VII, VIII und IX Diagramme mit R_A-Widerstandsröhre bei nur positivem e_G. Für diesen Zweck muß man natürlich eine Widerstands-(R_A)-Röhre verwenden, die selbst bei Anliegen der vollen Senderöhrenbetriebsspannung bei $e_G = 0$ so gut wie gar keinen Anodenstrom hindurchläßt, d. h. eine Röhre mit sehr niedrigem Durchgriff. Dann kann man die Gleichspannung an der Senderöhre fast auf Null herunterdrücken und dadurch auch den Kreisstrom. Die entsprechenden Diagramme 85 VII, VIII, IX sind nun mit verschiedenen Gitterwiderständen aufgenommen, und zwar VII mit $0\ \Omega$, VIII mit $10000\ \Omega$ und IX mit $30000\ \Omega$. Alle drei Diagramme sind vorzüglich, indem die Fehlstellen bis an den Schnittpunkt der Springlinie mit der Maximumlinie verschwunden sind. Auch hier macht es sich bemerkbar, daß der Gitterwiderstand das saubere Gebiet noch etwas nach links ausdehnen kann (von -12 Volt auf -14 Volt bzw. -16 Volt). Für diese Art Diagramme enthält die folgende Abb. 86 noch Beispiele.

b) Negative Gitterspannung an der R_A-Röhre.

Es ist schon darauf hingewiesen worden, daß es vom Standpunkte der Besprechung der R_A-Röhre erwünscht ist, diese Röhre nur im Gebiete der negativen Gitterspannungen zu benutzen, weil dort keine Gitterströme auftreten, die aufzubringende Sprechleistung also geringer ist und die Sprache nicht durch die einseitigen Gitterströme verdorben wird. Bei einer solchen R_A-Röhrenschaltung mit nur $- e_G$ muß man also bedenken, daß bei $e_G = 0$ die volle Leistung in der Senderöhre auftreten, also der volle Anodenstrom durch die R_A-Röhre hindurchgehen muß. Demnach muß man eine Röhre verwenden, die bei diesem Strome keinen allzugroßen Abfall hervorruft, also selbst keine allzugroße Spannung erfordert, vielmehr nur einen kleinen Bruchteil der vollen Betriebsspannung der Senderöhre. Hieraus ergibt sich die Bedingung eines ziemlich großen Durchgriffs für die R_A-Röhre.

Beispiele solcher Diagramme sind I, II und III in Abb. 84. Diagramm 84 I hat keinen Gitterwiderstand. Es fällt aber sofort als außerordentlich ungünstig auf im Vergleich zu den beiden anderen Diagrammen ohne R_G, nämlich IV und VII. Merkwürdigerweise läßt sich nun das Diagramm I durch Hinzufügen von Gitterwiderstand besonders stark verbessern, und zwar so stark, wie es bisher bei keiner Kategorie von Reißdiagrammen möglich gewesen ist. Dies zeigen die Diagramme 84 II ($R_G = 10000\ \Omega$), und 84 III ($R_G = 30000\ \Omega$), die bis $E_G = -3$ Volt, bzw. $E_G = -7$ Volt sauber sind, während das Diagramm ohne R_G (84 I) seine Fehlstellen bis $E_G = +4$ Volt vorstreckte.

Es ist nun wirklich erstaunlich zu sehen, mit welcher Systematik sich die Diagramme in der

ganzen Tafel Abb. 84 voneinander unterscheiden. Wir wissen bereits durch die früheren Charakteristiküberlegungen, daß für den Zweck der R_A-Röhrenschaltung die R_A-Röhre mit positivem e_G

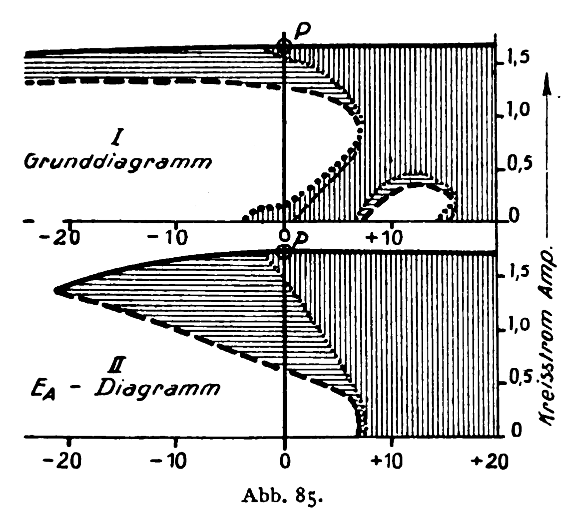


Abb. 85.

günstig sein muß, weil sie sättigungsartig wirkt, während die mit negativem e_G weniger günstig wirken muß, weil sie das Gegenteil von Sättigung darstellt. In der Tat sind die Diagramme auch genau so unterschieden, indem die obere Reihe sehr schlecht gegenüber der unteren ist.

Die mittlere Reihe (IV, V, VI) liegt in der Güte der Diagramme nun auch präzise zwischen der oberen und der unteren, wie ja die Charakteristik eines Ohmschen Widerstandes in der Mitte zwischen einer Sättigungscharakteristik und ihrem Gegenteil liegt. Ebenso systematisch ist der Gang der Fehlstellen mit der Größe des Gitterwiderstandes in allen drei Reihen, wenn auch in einer Richtung, die man nicht voraussehen konnte, nämlich nach der besseren Seite mit zunehmenden R_G.

Das Anodenwiderstandsdiagramm mit R_A-Röhre bei $-e_G$ (I) ist, während es zuerst bei $E_G = 0$ unbrauchbar war, durch den Gitterwiderstand brauchbar geworden. Das ist natürlich keine universelle Erscheinung, sondern nur ein Beispiel. Sind Grunddiagramme und E_A-Diagramme einer Röhre von vornherein sehr schlecht, d. h. ist der Durchgriff der Röhre besonders klein, so erreicht man zwar bei den R_A-Diagrammen sowohl mit ohmschem Widerstand, als auch mit $+e_G$-Röhren, als auch mit $-e_G$-Röhren durch Gitterwiderstände Verbesserungen, aber es gelingt doch nicht, ein bei $E_G = 0$ unbrauchbares Diagramm mit $-e_G$-Röhren in ein dort brauchbares zu verwandeln. Ein Beispiel hierfür zeigen die Abb. 85 und 86. Die darin enthaltenen Diagramme gehören zu einer Röhre mit extrem kleinem Durchgriff, wie es das Grunddiagramm 85 I und das normale E_A-Diagramm (85 II) deutlich beweisen, denn im Punkte optimaler Leistung P ist die Röhre schon hart an der Grenze des Nichteinsetzens, ein Anzeichen von außerordentlich kleinem relativen Ruhestrom. Die Diagramme in Abb. 86 sind nun sämtlich R_A-Röhrendiagramme und zwar drei davon (I, II, III) mit nur negativer Gitterspannung an der R_A-Röhre ($-e_G$), die anderen drei mit nur positiver ($+e_G$). Es ist selbstverständlich, daß für jede dieser beiden Funktionen eine andere R_A-Röhre benutzt wurde, und zwar jeweils eine besonders geeignete. In jeder Art der Schaltung sind nun je drei verschiedene Gitterwiderstände angewendet, und zwar $R_G = 0\ \Omega$ bei I und IV, $R_G = 10000\ \Omega$ bei II und V, und $R_G = 30000\ \Omega$ bei III und VI. Die Verbesserung der R_A-Röhren-Diagramme mit $-e_G$ (I, II, III) ist so gering, daß sie in den Abbildungen kaum abzulesen ist. Deutlicher ist die Verbesserung bei $+e_G$-Röhren (IV, V, VI), aber wie man sieht, ist hier schon das Diagramm ohne R_G (IV) recht gut gegenüber dem E_A-Diagramm (85 II), so daß es eigentlich kaum einer Verbesserung bedurfte. Der kleine über

Abb 86.

$E_G = 0$ hinausgehende Bogen nämlich ist eine Zufälligkeit, indem im allgemeinen die Grenze des A-Bereiches in derartigen Diagrammen senkrecht hinuntergeht von dem Schnittpunkte der Springlinie mit der Maximumlinie, genau wie im Diagramm 84 VII. Liegt dieser Schnittpunkt links von $E_G = 0$, so braucht man keine Verbesserung mehr. Ist allerdings der Durchgriff, ein Fall, der erst etwa bei $I_{Br} = 0{,}01$ eintritt, so klein, daß dieser Schnittpunkt noch rechts von $E_G = 0$ liegt, so müßte man tatsächlich, um den A-Bereich nach links von $E_G = 0$ zu bekommen, noch ein großes R_G anwenden. Dadurch würde man dann das erstaunliche Resultat erreichen, daß ein so enorm ungünstiges Grunddiagramm, dessen Linie $E_G = 0$ vollständig im Fehlbereich A liegt, über ihre ganze Höhe hin, mit Hilfe dieser Mittel vollständig in saubere Gebiete verlegt wird.

C. Fester Anodenwiderstand bei Grunddiagrammen.

Als letzte Klasse der Reißdiagramme soll hier kurz eine angeführt werden, die man eigentlich zu den Gitterspannungsdiagrammen zählen muß. Es handelt sich um solche Schaltungen, die im Anodenspeisekreis einen festen Widerstand haben. Ein solcher fester Widerstand kann nämlich dazu verwendet werden, das Diagramm zu verbessern, d. h. den Bereich A nach links zu drücken. Abb. 87 zeigt ein Beispiel dafür. Hierin bedeutet I das Grunddiagramm der betreffenden Röhre, aufgenommen bei $E_A = 800$ Volt. Legt man nun einen größeren Widerstand (im vorliegenden Falle 5000 Ω) in den Anodenspeisekreis, und erhöht E_A so weit, daß im Maximum wieder dieselbe Kreisleistung entsteht, so ergibt sich ein Diagramm wie 87 II, das gegen 87 I eine deutliche Verbesserung aufweist. Erhöht man nach Einbringen des Widerstandes die Anodenspannung nicht, so ergibt sich natürlich keine Verbesserung des Diagrammes, sondern die Fehlstelle, der A-Bogen, bleibt annähernd auf derselben Stelle, dagegen geht natürlich die Leistung herunter. Erhöht man dagegen die Anodenspannung ebensoviel, wie es für Diagramm II geschehen ist, läßt den Anodenwiderstand aber weg, so ergibt sich ebenfalls eine Verbesserung (siehe 87 III), und zwar wandert der A-Bogen etwa ebensoweit nach links, sogar etwas weiter, als im Falle II. Die Leistung steigt natürlich entsprechend an. Man erreicht auch ein etwa ebenso großes Zurückweichen des A-Bogens wie bei II und III, wenn man mit der Emission etwa so weit zurückgeht, daß sich ein gleicher Leistungsrückgang ergibt, wie er sich in 87 II ohne E_A-Erhöhung ergäbe.

Es fragt sich da, wie weit es zweckmäßig ist, ein ungünstiges Grunddiagramm gerade nach Art wie im Diagramm II zu verbessern. Ebenso dürfte auch der Vorgang selbst eine kurze Erklärung erfordern, die allerdings einfach ist. Legt man nämlich den Widerstand in den Anodenkreis und erhöht die Spannung bis zur ursprünglichen Leistung, so ist im maximalen Schwingungszustande in der Röhre alles unverändert geblieben. Geht man nun mit der Rückkopplung herunter oder dem Kreiswiderstand hinauf, so daß man in den A-Bogen gelangt, so wird ja der Anodengleichstrom wesentlich kleiner, daher der Spannungsabfall am Zusatzwiderstand geringer, und die Anodenspannung steigt. Daher steigt auch der

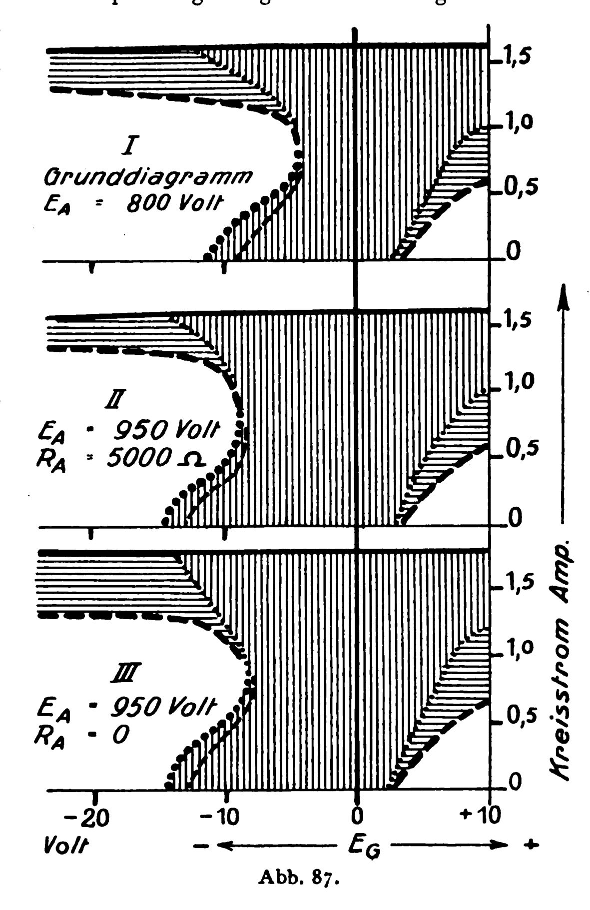


Abb. 87.

relative Ruhestrom in diesem Punkte und der A-Bogen rückt nach links, wie in Kapitel III A 5 h ausgeführt ist. Hieraus ergibt sich auch die Zweckmäßigkeit oder Unzweckmäßigkeit dieser Schaltung. An sich könnte man zunächst daran denken, dasselbe mit positiver Gitterspannung zu erreichen, nämlich dem A-Bogen zu entgehen. Jedoch könnte man hier leicht in den C-Bereich fallen, andererseits ist eine positive Gitterspannung in der Anordnung lästig. Wenn man also den Verlust im Anodenkreiswiderstand verschmerzen kann, so kommt es nur darauf an, ob die Röhre im eventuell eintretenden Ruhestrom die durch diese Schaltung veranlaßte Mehrbelastung aushält. Tut

sie dies, so ist die Schaltung brauchbar. Es wäre hierbei sehr gut möglich, daß manche Röhre zwar diese Mehrbelastung im Ruhestrom aushielte, daß sie aber die entsprechende Mehrbelastung in Schwingungen bei der gleichen Anodenspannungserhöhung, aber ohne Anodenkreiswiderstand nicht aushielte, d. h. daß sie zwar das Diagramm wie 87 II, nicht aber das wie 87 III vertrüge.

VII. Vergleichende Diskussion.

A. Telephoniebedingungen und ihre Beziehungen zum Reißdiagramm.

In den vorstehenden Kapiteln ist viel Material über Reißdiagramme zusammengetragen, und obgleich in jedem Kapitel selbst die einzelnen Vorgänge und Eigenschaften nach Möglichkeit diskutiert worden sind, so ist es doch noch notwendig, die Resultate zusammenfassend durchzusprechen. Zunächst muß ich nochmals auf die Darstellungsmethode der Schwingungsvorgänge durch Reißdiagramme zurückkommen. Es ist hier sicherlich für manchen Leser ziemlich unbequem gewesen, sich aus dem Reißdiagramm ein Bild der Amplitudengesetze zu machen. In der Tat ist dies ja nicht ganz dasselbe, vielmehr muß man unbedingt für die Untersuchung von Amplitudenkurven, z. B. für die Hochfrequenztelephonie, als erste Stufe das Reißdiagramm, als zweite aber die direkte Beeinflussungskurve der Telephonieschaltung betrachten. Letztere ist als die Abhängigkeit der Hochfrequenzamplitude von dem Steuerungsvorgang, der Sprechspannung oder ähnlich zu definieren. In den Gitterspannungsdiagrammen ist nun das Reißdiagramm identisch mit dem Beeinflussungsdiagramm, da ja beide gleiche Abszissen und Ordinaten haben. In allen anderen Schaltungen aber nicht.

Vielmehr muß man bei allen anderen Schaltungen diese Beeinflussung oder Modulation, wie sie oft genannt wird, als direkte oder indirekte Funktion der Sendersteuerung darstellen. Unter indirekten Funktionen sollen dabei solche Darstellungen verstanden werden, in denen als unabhängige Variable die Daten eines Zwischengliedes, also insbesondere die Gitterspannung einer Verstärker-, Absorptions- oder Widerstandsröhre verwendet werden. Solche Darstellungen könnte man in der Gitterwiderstands-, der Gitterabsorptions-, der Kreisabsorptions-, der Anodenwiderstands- und der Anodenspannungstelephonie vermittelst Röhre anwenden, und sie sind dort in der Tat sehr naheliegend und instruktiv. Auch die direkte Darstellung wird von Nutzen sein, in der man als Abszisse die Rückkopplung, den Kreiswiderstand, die Anodenspannung, den Anodenwiderstand usw. benutzt. Allerdings wird diese Methode überall da versagen, wo man amplitudenabhängige Organe zur Steuerung anwendet, d. h. in der Mehrzahl der Fälle. Man ist dann auf die indirekte Darstellung angewiesen. Eine solche ist, wie gesagt, für die Beurteilung des Vorganges unentbehrlich, denn sie gestattet erst eine wichtige Beurteilung, nämlich die der Abhängigkeit der Sprache oder Musikgüte usw. von der Proportionalität der Modulation. Solche Kurven finden sich auch an einigen Stellen in der Literatur, wie z. B. bei W. Schäffer[15], L. Kühn[16]), E. Mauz und J. Zenneck[17], E. Geißler.[18]) Natürlich kommen in solchen Darstellungen die Fehlstellen auch zum Ausdruck, denn sie geben ja eine Amplitudenkurvenunterbrechung. Jedoch werden durch das Zusammendrängen der verschiedenen Kurven bei geänderten Versuchsbedingungen, das in dieser Darstellung unvermeidlich ist, die Fehlstellen undeutlich, und ihre Systematik verschwindet. Deswegen sollte man bei prinzipiellen Messungen nicht versäumen, als Grundlage zunächst das Reißdiagramm zu studieren, und an Hand dessen dann die Modulationskurven.

Bei der Telephonie gibt es allerdings außer den Fehlstellen und den Modulationsgesetzen noch weitere Fragen, wie z. B. die Geschwindigkeit des Folgens, d. h. die Zeitkonstante, ferner die Konstanz oder Änderung der Trägerfrequenz während der Modulation, die Empfindlichkeit der Amplitude gegen Wechselstromstörungen, die aus der Glühkathodenheizung oder den Anodenspannungsgleichrichtern stammen usw. Diese Fragen liegen jedoch nur so weit im Rahmen dieses Aufsatzes, als sie direkten Zusammenhang mit den Reißdiagrammen haben. Daher ist es sehr wohl möglich, daß einzelne Schaltungen, die hier mit sehr guten Reißdiagrammen hervorgehoben sind, sich in der Praxis infolge anderer Eigenschaften, z. B. Schwanken der Trägerwelle bei der Modulation, als unbrauchbar erweisen.

Zu der Empfindlichkeit der Amplitude gegen niederfrequente Störungen läßt sich ganz allgemein sagen, daß die Störungsgefahr in allen Punkten weicher Schwingungen erheblich größer ist als in denen harter Schwingungen. Während nämlich bei harten Schwingungen die Amplitudenschwankung nur genau der Störung analog sein kann, d. h. zum Beispiel bei einer Anodenspannungsschwankung von einem Prozent auch nur ein Prozent betragen kann, ist im weichen Zustande ein Vielfaches davon möglich. Umgekehrt kann man sogar im harten Zustande die Amplitudenschwankung viel kleiner als die Störung machen, indem man die Aufschwinggrenze nicht an die schwankende Größe, sondern an eine nicht

---

15) W. Schäffer, Tijd. Ned. Rad. **1** (1921), 59; Telefunken-Zeitung **28** (1922), 47.

16) L. Kühn, Jahrb. Drahtl. Tel. **18** (1921), 419.

17) E. Mauz und J. Zenneck, Jahrb. Drahtl. Tel. **21** (1923), 2 und 22.

18) E. Geißler, Jahrb. Drahtl. Tel. **21** (1923), 120.

schwankende Größe verlegt. Diesen nicht ohne weiteres verständlichen Satz will ich durch ein Beispiel erläutern. Es möge die Emission, d. h. I_s infolge von Wechselstromheizung etwas schwanken, die Anodenspannung aber weitgehend sauber sein. Dann wird man die Grenze des Aufschwingens an die Anodenspannung verlegen, d. h. man wird den äußeren Widerstand etwas zu groß machen, damit infolge vorzeitigen Erreichens der maximalen Spannung die Schwingungen nicht bis in die Sättigung des Anodenstromes reichen.

Nach der Definition der harten und weichen Schwingungen kann man sich leicht ableiten, welche Telephoniemethoden mit harten und welche mit weichen Schwingungen arbeiten. Die Gefahr, in weiche Schwingungen zu kommen, ist bei jeder Schaltung vorhanden, aber nur einige ermöglichen wirklich harte Schwingungen, und zwar von den hier genannten nur die Anodenspannungs- und die Anodenwiderstandstelephonie. Allerdings kann man von den übrigen, nämlich den weichen Schaltungen, sagen, daß die Schwingungen bei einigen davon relativ härter sind als bei den anderen. Dies hat folgenden Sinn. Wenn sich die Senderöhre auf eine bestimmte Amplitude, a in Abb. 88, einstellt, so hat das Dekrement der Anordnung den Verlauf, wie die Kurve I, nämlich es ist für die kleinsten Amplituden negativ, geht bei einer bestimmten Amplitude durch Null hindurch (a) und wird über dieser Amplitude positiv. Die relativ härtere Methode wird also immer diejenige sein, bei der das Dekrement sich um Null herum möglich stark ändert. Diese Frage ist, wie man sofort einsehen wird, mit der Geschwindigkeit des Folgens, der Zeitkonstante, verknüpft. Eine relativ harte Dekrementskurve würde etwa wie Kurve II in Abb. 88 aussehen. Besonders interessant ist hier eine Frage, die bisher in der Praxis nicht aufgetaucht ist, ob es nämlich nützlich oder überhaupt möglich ist, die Dekrementskurve so hart zu machen, daß das Dekrement bei beabsichtigtem Herabdrücken der Amplitude sogar über das natürliche Dekrement (δ_1 in Abb. 88) des Kreises, z. B. der Antenne beim Primärsender, hinausgeht. Realisierbar wäre ein solches Prinzip, wie mir scheint, wenn man mit Rückkopplungsänderung arbeitet, indem man dann nämlich eine Kombination von zwei Rückkopplungen anwendet, deren eine „verkehrt" wirkt, und die nur oberhalb der gewünschten Amplitude, aber möglichst stark, in Tätigkeit tritt. Diese würde sich bei zu hoher Amplitude von der richtigen Rückkopplung subtrahieren und so die Senderöhre durch Heruntergehen unter die neutrale Rückkopplung $k = -\alpha$ oder sogar in den Zustand verkehrter Rückkopplung (k positiv) vom Erzeugen zum Absorbieren bringen. Denn ein Vergrößern des Dekrementes über δ_1 ist nur möglich durch ein zusätzliches Dekrement, das nur die Senderöhre selbst liefern kann, und das nur unterhalb der Rückkopplung $k = -\alpha$ eintreten kann.

Nach dieser Abschweifung kann man, zurückkommend auf die weichen Telephoniemethoden, sagen, daß sie doch mehr und mehr die Eigenschaften der harten annehmen, wenn die Dekrementskurven möglichst steil durch Null hindurchgehen. Dies ist besonders der Fall bei den Methoden mit amplitudenabhängigen Widerständen, und zwar um so mehr, je krasser die Amplitudenabhängigkeit ist. Demnach sind solche Methoden, wie z. B. die Absorptionsmethoden, die auch zu den weichen gezählt werden müssen, bedeutend zuverlässiger, konstanter und weniger störbar als z. B. die Gitterspannungsmethode.

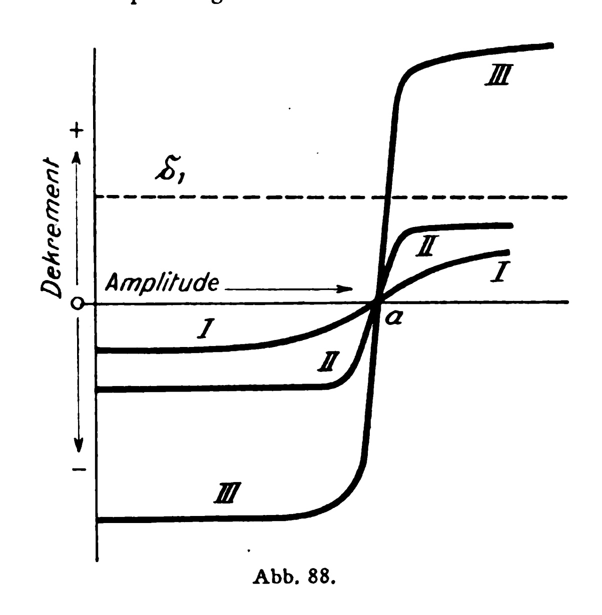


Abb. 88.

B. Dimensionierungsgesetze für Senderöhren.

Bei der Dimensionierung von Senderöhren bewegt man sich zwischen Scylla und Charybdis. Einerseits müssen, wie in dem vorliegenden Aufsatz beschrieben ist, die Fehlstellen vermieden werden, was im großen ganzen darauf hinauskommt, daß der Ruhestrom eine bestimmte Grenze nicht unterschreiten darf. Andrerseits soll eine Röhre aber beim zufälligen Aussetzen der Schwingungen die Ruhestrombelastung aushalten, wenigstens ist dies immer bisher unser Bauprinzip gewesen. Rechnet man bei einer größeren Senderöhre mit einer Ausnutzung von $H = 0{,}20$ bis $0{,}25$, d. h. mit einer abgegebenen Leistung von $N = 0{,}20\ E_A \cdot I_S$ bis $0{,}25\ E_A \cdot I_S$, ferner mit einem Wirkungsgrad von $\eta = 0{,}75$ bis $0{,}80$, so ergibt sich im Schwingungszustande eine Verlustleistung auf die Anode von $N_v = 0{,}05$ bis $0{,}08\ E_A \cdot I_S$. Um also im Ruhestrom keine höhere Belastung

zu bekommen, dürfte man den relativen Ruhestrom nicht größer als 0,05 bis 0,08 machen. Berücksichtigt man, daß im Ruhestrom die Betriebsspannung immerhin etwas ansteigen wird, wenn nicht eine sehr gute Regulierung vorhanden ist, sagen wir um 10 bis 20%, wobei hinwiederum der Ruhestrom um 15 bis 30% ansteigen muß, so gibt das eine weitere Überlast von 25 bis 50%. Um soviel müßte man den relativen Ruhestrom

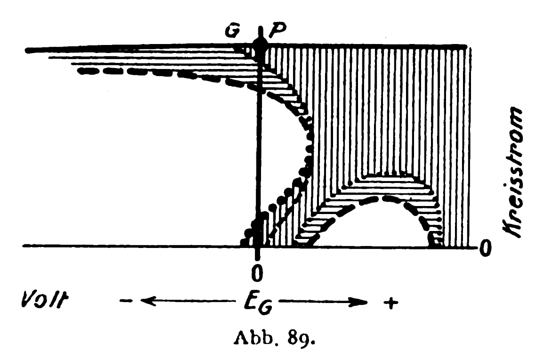


Abb. 89.

also wieder kleiner halten, wenn man keine Belastungszunahme im Ruhestrom haben wollte, d. h. er müßte normal etwa: $I_{Rr} = 0{,}04$ bis 0,06 betragen. Einen so kleinen Ruhestrom wird man im allgemeinen nicht brauchen können, wie die Reißdiagramme gezeigt haben. Nimmt man eine gehörige Reißsicherheit, indem man z. B. $I_{Rr} = 0{,}15$ macht, ein immer noch kleiner Ruhestrom, so sieht man ohne weiteres, daß im Ruhestrom die Belastung der Röhre ein Vielfaches derjenigen im Schwingungszustande ist. Dann tritt der betrübende Zustand ein, daß man großen Aufwand treiben muß, die Röhren für die Ruhestrombelastung stark genug zu bauen, während sie doch die Schwingungsbelastung längst mit spielender Leichtigkeit aushalten. Um hier ökonomisch zu arbeiten, ist folgendes zu tun. Man vergewissert sich über die Ruheströme, die für die einzelnen Schaltungen mindestens notwendig sind, und dann baut man Spezialröhren für die mit höherem und die mit niederem notwendigen Ruhestrom.

Wir wollen an Hand der Diagramme, die in den vorigen Kapiteln enthalten sind, diese Ruhestromgesetze nunmehr für die einzelnen Schaltungen zusammenzustellen suchen und daraus die Dimensionierungslehren ziehen. Die verschiedenen Senderöhrenschaltungen sind in folgender Tabelle nach der Bauschwierigkeit für die Röhren zusammengestellt, wobei als am leichtesten die mit kleinstem Ruhestrom, als am schwersten die mit größtem Ruhestrom gedacht sind. Die Tabelle 6 beginnt mit den leichtesten fortschreitend zu den schwierigeren Schaltungen bzw. Anwendungen.

Zum Verständnis der Tabelle 6 und der folgenden Erläuterungen, insbesondere der schematischen Diagrammbeispiele (Abb. 89 bis 97) ist folgendes zu berücksichtigen: In allen diesen Beispielen ist als Arbeitspunkt der Bequemlichkeit halber $E_G = 0$ angenommen. Die Resultate sind aber hiervon ganz unabhängig, und es ist für die Ruhestromgesetze gleichgültig, ob man durch großes oder kleines α die Fehlstellen nach links oder

Tabelle 6.

Nr.	Anwendung			Grenze für den Arbeitspunkt	Mindestens notwendiger rel. Ruhestrom im Arbeitspunkt etwa %	Bemerkungen
1	Fremderregung			Nullpunkt	0	
2	Selbsterregung durch Rückkopplung	Telegraphie vermittelst:	Verstimmung	„	0	
3			Aus- und Ein-Tasten	G-Punkt	1 bis 6	
4		Telephonie vermittelst:	Rückkopplungs-Abs.-Röhre bei $-e_G$	„	1 bis 6	
5			Kreis-Abs.-Röhre bei $-e_G$	„	1 bis 6	
6			R_A-Röhre bei $+e_G$	„	1 bis 6	
7			E_A mit Zusatz $\sim E_G$	„	1 bis 6	bezogen auf die mittlere Spannung E_{BA}
8			R_A-Röhre bei $-e_G$ mit Zusatz $\sim E_G$	$>$ G Punkt		bezogen auf die oberste Spannung E_{BA}
9			R_{AG}-Röhre bei $+e_G$	$\lesseqgtr$ A-Bogen	7 bis 10	
10			R_G-Röhre bei $+e_G$	„	7 bis 10	
11			Rückkopplungs-Widerstand	A-Bogen	7 bis 10	
12			Kreis-Widerstand	„	7 bis 10	
13			E_G	„	7 bis 10	
14			E_A	$> E_G = 0$	1 bis 6 12 bis 16	bei sehr kleinem α bei mittlerem α
15			R_A-Röhre bei $-e_G$	„	12 bis 16	bei mittlerem α*)
16			R_{AG}-Röhre bei $-e_G$	$>$ A-Bogen	$>$ 10	nicht gemessen, nur geschätzt
17			R_G-Röhre bei $-e_G$	„	$>$ 10	

*) Dieses Diagramm ist bei mittlerem α durch R_G verbesserungsfähig.

rechts verlegt und dementsprechend dann den Arbeitspunkt bei negativem oder positivem E_G braucht. Die Resultate zeigen ja gerade, daß es darauf nicht ankommt, sondern nur auf die Ruheströme. Wo es ausnahmsweise doch darauf ankommt, d. h., wo die Ruhestromgesetze sich mit kleinem oder großem a ändern, wie z. B. im E_A-Diagramm, ist nochmals darauf aufmerksam gemacht (vgl. Nr. 14).

Die einzelnen Fälle müssen wohl etwas näher erläutert werden.

1.*) In der Fremderregung gibt es ja überhaupt keine Reißerscheinungen. Deshalb braucht man mit dem Ruhestrom darauf keine Rücksicht zu nehmen, kann diesen also beliebig klein machen, bis man etwa aus anderen Gründen eine Grenze findet.

2. Die Telegraphie mit Verstimmung ist bei Röhrensendern keineswegs gebräuchlich, vielmehr ist sie nur ein Verlegenheitsmittel für Poulsenlampen, die sich nicht direkt tasten lassen. Wollte man aber bei Röhrensendern durch Verstimmung tasten, so könnte der Ruhestrom auch beliebig klein sein, denn man würde die Röhre beim Beginn leicht durch irgendein Mittel zum Einsetzen bringen, auch wenn sie infolge des kleinen Ruhestroms normal nicht mehr einsetzte. Dann aber würde sie bei beliebig kleinem Ruhestrom dauernd schwingen, wobei die Verstimmung natürlich nichts ausmachen würde.

3. Will man eine Senderöhre nur zum Telegraphieren mit Tasten benutzen, so genügt es, wenn die Röhre einsetzt. Ob sie auf halber Amplitude reißt oder springt, ist für das Tasten gleichgültig. Das Einsetzen in der Maximumlinie hat nun eine bestimmte Grenze nach links hin, die von dem Schnittpunkt der Scheitellinie mit der Maximumlinie gebildet wird und der „Grenzpunkt" G in Abb. 89 heißen soll (identisch mit Punkt W in Abb. 2). Dieser Grenzpunkt ist auch so gut wie identisch mit dem Schnittpunkte der Scheitellinie im E_A-Diagramm mit der Maximumlinie; d. h. der Ruhestrom im Grenzpunkte des Grunddiagramms ist identisch mit dem in diesem Kapitel **VI** A 1c definierten Springruhestrom $I_{R\Sigma}$ bzw. $I_{R\Sigma r}$. Deshalb kann man zu der unter 3 genannten Schaltung alle Röhren mit relativen Ruheströmen von $I_{R\Sigma r}$ an brauchen, die bei der großen Mehrzahl der Röhren bei 1 bis 6 % liegen, bei großen Röhren sogar immer unter 3 %.

4. Es ist in Kapitel **IV** gezeigt worden, daß Rückkopplungsdiagramme vermittelst Absorptionsröhre im Gitterkreis weitgehend sauber gegenüber dem Grunddiagramm sind. Die Grenze des sauberen Bereiches verläuft senkrecht und geht durch den Grenzpunkt (vgl. Abb. 90). Daher sind die Röhren bis zum Ruhestrom $I_{R\Sigma r}$ brauchbar (wie in 3).

5. Hier gilt dasselbe wie für 4.

6. Hier gilt dasselbe wie für 4.

Bis hierher gaben die Schaltungen wirklich klare Resultate, insbesondere auch sehr günstige. Bei den nun folgenden werden die Bedingungen etwas weniger präzise.

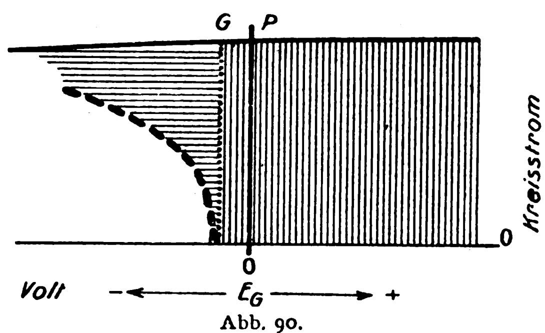


Abb. 90.

7. Das Anodenspannungsdiagramm ist an sich recht ungünstig, wie man bisher gesehen hat, jedoch kann man durch einen einfachen Kunstgriff dem A-Bereich ausweichen, indem man nicht senkrecht abwärts geht, sondern schräg nach positivem E_G hinüber. Abb. 91 zeigt, daß man dem A-Bereich ausweichen kann, wenn man beim Herabgehen mit der Anodenspannung von E_A max. auf

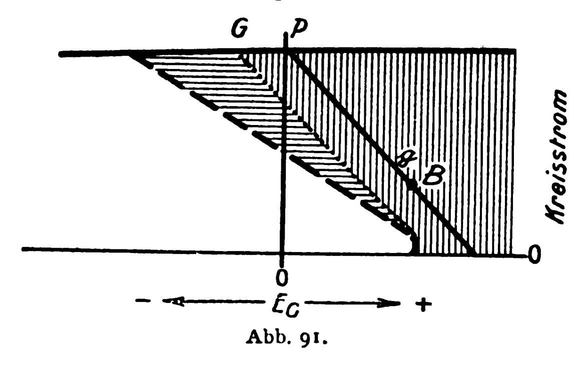


Abb. 91.

Null die Gittergleichspannung von 0 auf vielleicht + 30 Volt bringt, indem man sich z. B. auf der Linie g bewegt. Um diesen Fall zu diskutieren, muß man die möglichen Schaltungen hierfür kennen. Es bieten sich da zwei Wege, eine Spannungsmethode und eine Widerstandsmethode. Die Spannungsmethode zeigt z. B. Abb. 92, wo der Transformator Tr genau wie in der Schaltung Abb. 68 die zusätzlichen Anodenspannungen liefert, hier aber außerdem eine dritte Wicklung W_3 hat, die bei positivem Anodenspannungszusatz eine negative Gitterspannung aufbringt und umgekehrt. Hier ist zu berücksichtigen, daß man im Anodenkreis Wechselspannungen bis $\pm E_{BA}$ aufbringt, d. h. im ganzen zwischen 0 und 2 E_{BA} arbeitet.

*) Die Zahlen der folgenden Abschnitte gehören entsprechend zu denen der vorstehenden Tabelle 6.

Dann komplettiert sich das Diagramm eigentlich zu der Abb. 93, und man kann sagen, daß das Diagramm bis zum Grenzpunkte brauchbar ist, wofern man den Grenzpunkt G_1 im Diagramm 93 bei E_{BA} meint, nicht etwa denjenigen (siehe G_2 in Abb. 93) bei $2\,E_{BA}$. Allerdings kann das E_A-Diagramm bei Heraufsprechen bis auf $2\,E_{BA}$ (93) nicht eine genaue Verlängerung dessen bei E_{BA} sein, denn der Strom ist ja bei E_{BA} schon erschöpft. Vielmehr müssen zum Heraufsprechen

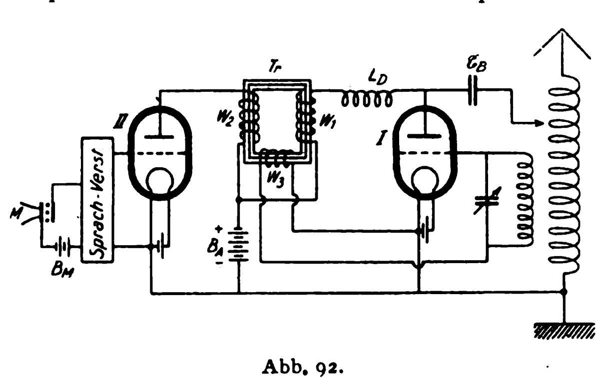


Abb. 92.

$\Re$ und k für die oberste Spannung $2\,E_{BA}$ eingestellt werden; aber das macht fast gar nichts auf die Abszisse des Grenzpunktes G_1 aus, wie experimentell festgestellt wurde. Würde man nämlich den Kreis nicht für $2\,E_{BA}$ einregulieren, son-

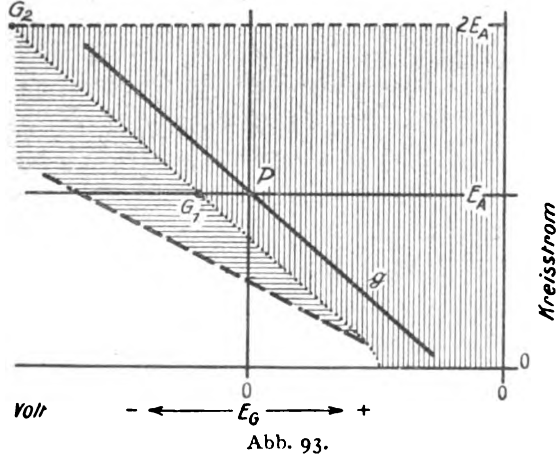


Abb. 93.

dern für E_{BA}, so würde man nicht die notwendige Amplitudenkurve $I_1\,I_2$ (Abb. 94), sondern $I_3\,I_4$ bekommen, d. h. man bekäme zwar bei E_{BA} mehr Kreisstrom (J_3 statt J_1) aber bei $2\,E_{BA}$ zu wenig (J_4 statt J_2).

Die Widerstandsmethode ist in Abb. 95 zu sehen, sie ist kurz gesagt eine Schaltung mit festem R_{AG}. Man muß aber bei ihr eine feste positive Gitterspannung E_{BG} (siehe B_G) anwenden, die so groß ist, wie es der Fußpunkt der Linie g (Abb. 91) angibt. Diese Widerstandsmethode ist weniger korrekt als die Spannungsmethode. Bei ihr muß man ja wie in jeder anderen Methode den Ruhestromarbeitspunkt als den wichtigen betrachten, und dieser ist hier weder identisch mit dem Arbeitspunkte ohne E_{BG} noch auch mit E_{BG}, sondern infolge des durch den Ruhestrom in R_{AG} erzeugten Spannungsabfalles entsteht schließlich ein Arbeitspunkt, der zwischen E_{BG} und dem ursprünglichen Arbeitspunkte und zwar näher an E_{BG}, etwa auf einem Drittel des ganzen Abstan-

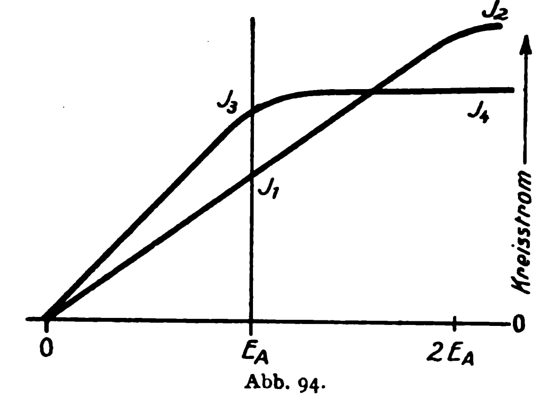


Abb. 94.

des, liegt (B in Abb. 91). Dieser Fall ist also offenbar ungünstiger als die eben beschriebene Spannungsmethode, aber etwas günstiger als die unter 16 genannte einfache E_A-Methode ohne Gitterwechselspannung, bei der E_{BG} der Arbeitspunkt bleibt. Da er also etwas ungenau zu klassifizieren ist, soll er aus der Tabelle wegbleiben.

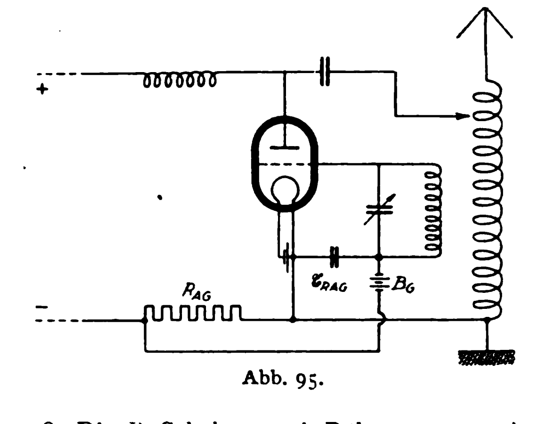


Abb. 95.

8. Die R_A-Schaltung mit Röhre von negativem e_G liefert Diagramme, die etwa ebenso schlecht oder sogar noch etwas schlechter sind, als die E_A-Diagramme. Man könnte vielleicht dem A-Bereich ebenfalls durch Gitterspannung ausweichen, indem man eine Arbeitslinie wie g_1 in Abb. 96 wählt. Sieht man hier wieder von der täuschenden R_{AG}-Schaltung ab, die den Arbeitspunkt verlegt, so bliebe eine Spannungsmethode zu erwägen, die man dadurch realisieren könnte, daß man in die gemeinsame Anodenspeiseleitung der beiden Röhren in Abb. 81 einen besonderen kleinen Trans-

formator legt, der die notwendige Gitterspannung liefert. Eine solche Spannungsmethode kann aber eine Linie wie g_1 nicht liefern, wenn man, was ja hier überall angenommen ist, von E_{BA} ausgeht, sondern es würde sich eine Linie wie g_2 ergeben (Abb. 96). Bei einer solchen Linie kann man nun mit dem Arbeitspunkte M nicht so dicht bei dem Grenzpunkte liegen, wie bei den bisherigen Methoden, sonst würde die Linie g_2 schon in den Bereich A fallen. Der A-Bereich muß also a priori weiter links liegen, und zwar so weit, daß der Schnittpunkt von Scheitellinie und Ruhepunktslinie (S) unter dem halben maximalen Strom liegt (siehe Abb. 97), wie man leicht einsehen kann. Hierzu gehört ein Arbeitspunkt, dessen Ruhestrom größer ist als $I_{R\Sigma r}$, und zwar bei großem α erheblich größer, bei kleinem wenig größer, ohne daß sich dies genauer in Zahlen angeben ließe.

9. und 10. Für die R_{AG}-Röhrenschaltung und die R_G-Röhrenschaltung mit positivem e_G sind präzise Ruhestrombedingungen nicht leicht anzugeben, was mit Rücksicht auf ihre große Bedeutung, wenigstens der R_G-Röhrenschaltung, sehr bedauerlich ist. Man würde eigentlich in Analogie zu denjenigen Schaltungen, bei denen ein Amplitudenangriff von oben erfolgt (vgl. Nr. 4, 5 und 6), auch hier eine Säuberung des Diagramms von Fehlstellen, etwa ein Wegschneiden des A-Bereiches bis an den Grenzpunkt, erwarten. Daß eine solche Säuberung hier im allgemeinen nicht gezeigt werden konnte, hat zwei Gründe.

Erstens ist nämlich in diesen Schaltungen der Amplitudenangriff von oben nicht hart genug, die angewendete Begrenzung des Gitterstromes wirkt nicht genügend scharf begrenzend auf die Schwingungsamplitude. Auch ist für kleinere Amplituden als die gewünschte Grenze die Behinderung, d. h. der Abfall des Gitterstromes an der R_G-Röhre, schon zu groß, so daß das ganze Prinzip des Amplitudenangriffes von oben hier nicht scharf genug arbeitet. Daher tritt eine solche erwartete Säuberung keineswegs immer ein.

Der zweite Grund ist der, daß die R_{AG}- und R_G-Diagramme in der hier gezeichneten Art nicht mit denen nach Nr. 4, 5, 6 der Tabelle 2 direkt zu vergleichen sind, und zwar deswegen, weil sie anders aufgetragen sind und deshalb anders aussehen. Die R_G- und R_{AG}-Röhrendiagramme könnten auch in einer solchen Weise aufgetragen werden, daß sie etwa den Absorptionsröhrendiagrammen vergleichbar werden. Hierzu müßte man in jedem Diagramm nur eine einzige unveränderliche Rückkopplung verwenden, dagegen aber alle verschiedenen E_G-Werte, wobei man als Abszisse nur E_G benutzte, E_{RG} aber bzw. E_{RAG} ganz aus dem Diagramm wegließe. Dann würde man in der Tat in manchen Fällen ähnliche Säuberungen wie die für Nr. 4, 5, 6 beschriebenen erreichen. Zum Beispiel könnte man aus Diagrammen, wie etwa Abb. 39 oder 42 durch die ebengenannte Auftragung Diagramme ziemlich ähnlich Abb. 61 erhalten. Aber das Wesentliche ist hier, daß man solche Resultate nur manchmal erreicht, während man sie bei den Methoden Nr. 4, 5, 6 immer erreichen kann. Deshalb wäre es eine Täuschung, die Ruhestrombedingungen für die genannten Schaltungen aus diesen günstigen Fällen herleiten zu wollen, vielmehr muß man sie so weit ausdehnen, daß

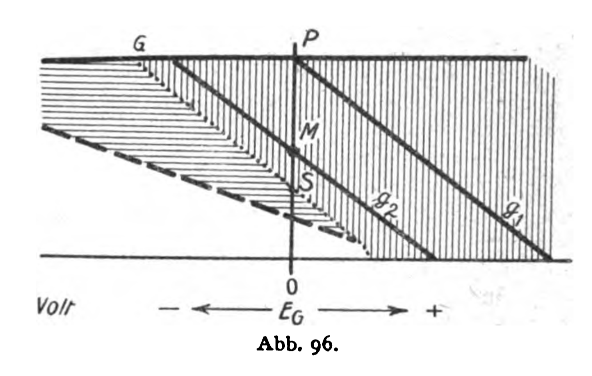


Abb. 96.

sie auch die ungünstigsten Fälle (siehe z. B. 41) mit umfassen. Man kann dann höchstens nach der günstigen Seite überrascht werden. Es ist nun ausführlich gezeigt worden, daß die R_{AG}- oder R_G-Röhrendiagramme niemals schlechter sind, als die Grunddiagramme, im äußersten Falle ihnen gleich.

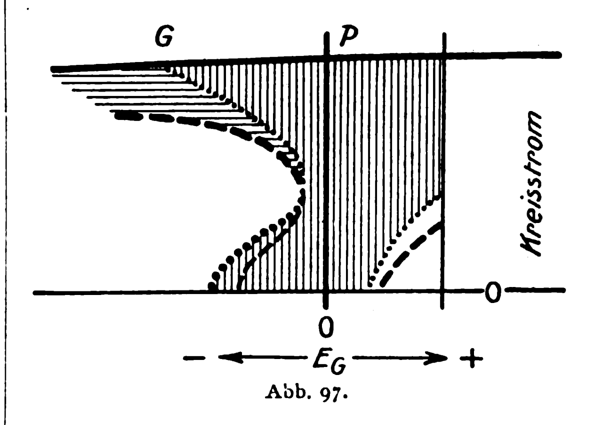


Abb. 97.

Deshalb wird man den Fehlstellen immer ausweichen, wenn man die Röhre so baut, als ob sie im Grunddiagramm verwendet werden sollte. Demnach muß man also einen Ruhestrom verlangen, der etwas größer als der des A-Bogens ist, damit man für die Arbeitslinie noch Platz im sauberen Gebiete hat. Aber, wie gesagt, kommt man oft mit viel kleinerem I_{Rr} aus, ohne daß ich dies hier irgendwie präziser angeben könnte.

11. und 12. Bei der Rückkopplungstelephonie durch Mikrophone oder Eisenspulen im Gitterkreis erhält man ja Diagramme ganz ähnlich wie das Grunddiagramm, desgleichen auch in der Kreis-

widerstandstelephonie. Daher ist hier ebenfalls mindestens der Ruhestrom des A-Bogens nötig (Abb. 97).

13. Für die Gitterspannungs-Telephonie ist vollständig das Grunddiagramm maßgebend. Um aber für eine gut besprechbare k-Linie Platz zu bekommen, muß man wohl den A-Bereich noch etwas weiter nach links drücken, als für 11 und 12, d. h. I_{Rr} muß noch etwas größer als im A-Bogen sein.

14. und 15. Die E_A-Schaltung und die R_A-Röhrenschaltung mit negativem e_G, beide ohne weitere Hilfsmittel, ergeben von allen Diagrammen fast die schlechtesten, wenigstens in gewisser Hinsicht. Es gibt nämlich bei diesen Diagrammen zwei unangenehme Eigenschaften, von denen entweder rein die eine oder rein die andere, oder aber im Übergangsstadium auch beide in erträglichem Maße auftreten. Die eine ist ein recht großer Ruhestrom im Arbeitspunkte, die andere ist eine notwendige positive Gitterspannung. Der hohe Ruhestrom tritt ein, wenn man es mit Diagrammen wie etwa Abb. 78 II, Kurve 6, zu tun hat. Man muß dann etwa mit $I_{RAr} = 12$ bis $16\,{}^0/_0$ rechnen. Die positive Gitterspannung, im äußersten Falle etwa $+ 20$ Volt, braucht man bei Röhren von besonders kleinem α, wo dann die Diagramme etwa wie Abb. 78 II, Kurve 0 oder 1 aussehen. Der Ruhestrom I_{RAr} ist in solchen Fällen allerdings angenehm klein, er beträgt vielleicht 1 bis $4\,{}^0/_0$, aber eine Gitterspannung von $+ 20$ bis 30 Volt ist ein ziemlich unangenehmes Beiwerk. Allerdings kann man in der Mitte zwischen den beiden ebengenannten Fällen einen Zustand bekommen, in dem I_{RAr} noch erträglich ist, vielleicht $10\,{}^0/_0$ beträgt, und wo die durch die übliche Wechselstromheizung entstehende positive Gitterspannung ausreicht, um mit dem Arbeitspunkte gerade noch im sauberen Gebiete zu landen (vgl. etwa Diagramm Abb. 74 IV).

16. und 17. Die R_{AG}-Röhrenschaltung mit negativem e_G ergeben zwar nicht gerade schlechtere Fehlstellen als das Grunddiagramm, aber es gehen in ihnen breite Teile des sauberen Bereiches rechts vom A-Bogen verloren. Um an diese Stellen zu gelangen, muß man Mittel aufwenden, die den Ruhestrom erheblich vergrößern. Deshalb ergeben diese Schaltungen so ungünstige Bedingungen. Dies ist in der R_G-Röhrenschaltung gemessen worden, in der R_{AG}-Röhrenschaltung nur nach Analogie geschlossen.

Es muß wohl noch hinzugefügt werden, daß die obigen Daten nur Annäherungswerte sind, die für den Durchschnitt der von uns untersuchten Röhren gelten. Zunächst sind diese Daten noch etwas zu korrigieren, wenn man in den geeigneten Schaltungen feste Gitterwiderstände anbringt. Aber wir haben ja in den früheren Kapiteln gesehen, daß bei den meisten Schaltungen nur unbedeutende Verbesserungen vorkommen, meistens allerdings auch nur schwache Verschlechterungen. Die einzige Schaltung, die eine auffallend starke Verbesserung ergab, war die R_A-Röhrenschaltung, auch schon die mit $+ e_G$, aber bedeutender die mit $- e_G$. Diese letztere könnte also in obiger Zusammenstellung durch den Gitterwiderstand ein paar Plätze heraufkommen, die anderen Schaltungen bleiben aber bei Hinzufügen von R_G mit ihren notwendigen Ruheströmen etwa stehen.

Die genannte Verbesserung des R_A-Röhren-Diagrammes durch R_G tritt aber wohlgemerkt nur bei mittlerem und größerem α ein. Bei sehr kleinem ist nichts mehr zu erzielen, aber da sind ja die Werte eigentlich schon hinreichend klein. Ebenso kann man sich leicht ableiten, daß bei sehr kleinem α, wo die Scheitellinie sehr steil ist, durch Einbringen von Gittersprechspannung in der E_A-Schaltung oder der R_A-Röhrenschaltung auch nichts mehr zu gewinnen ist, da man dann ja keine schräge g-Linie, sondern nur eine senkrechte erreicht.

Hieran anschließend kommen wir auf eine Frage zu sprechen, die zwar in dem angeführten Material schon beantwortet ist, aber doch nochmals deutlich ausgesprochen werden soll. Es ist das die Frage, mit welchem Durchgriff und demnach auch mit welcher Gittergleichspannung man Senderöhren bauen soll, ob es einen Nutzen bringt, großes α mit negativem E_G oder sehr kleines α mit positivem E_G anzuwenden, oder ob man ohne zusätzliches E_G arbeiten soll. Die Antwort muß natürlich auch die außer den Reißerscheinungen bestehenden Gesichtspunkte umfassen.

Zunächst kann man vom Standpunkte von Leistung und Wirkungsgrad sagen, daß dies annähernd gleichgültig ist. Angenehm ist allerdings bei kleinem α und positivem E_G die sehr geringe Abhängigkeit des Ruhestromes von E_A, und die hierdurch vermiedene oder wenigstens stark verringerte Überlastungsgefahr bei ansteigendem E_A. Die notwendige Rückkopplung, sowie der Gitterstrom sind hier Kleinigkeiten, die man übergehen kann. Die Telephonieschaltungen mit ihren verschiedenen Diagrammen geben aber offensichtlich etwas verschiedene Bedingungen. Zunächst ist gesagt worden, daß sowohl der A-Bogen als der Grenzpunkt fast unabhängig vom Durchgriff usw. immer bei ihren charakteristischen Ruheströmen liegen. Deshalb ist die Lage des Arbeitspunktes auf der E_G-Skala gleichgültig für alle Methoden, die am Grenzpunkt und darunter arbeiten (1, 2, 3, 4, 5, 6, 7), vorausgesetzt, daß man immer gleich nahe der jeweiligen Ruhestromgrenze bleibt. Bei denjenigen Methoden, die auf den A-Bogen Rücksicht nehmen müssen (9, 10, 11, 12, 13, 16, 17)

wäre es auch gleichgültig, wenn der C-Bereich nicht drohte. Wegen dieses C-Bereiches ist es bei diesen Methoden entschieden ungünstig, die Arbeitspunkte nach positiven Gitterspannungen hin zu verlegen. Bei Wechselstromheizung kann man sogar ohne zusätzliches E_G in der bekannten Schaltung (E_G = Mitte der Glühkathode) schon in den C-Bereich fallen, wenn man senkrecht auf der Arbeitslinie hinuntergeht. Bei diesen Methoden würde man also von $E_G = 0$ an nach rechts hin mit Nachteil arbeiten, aber man könnte nach Belieben negative Gitterspannung mit großem α anwenden, ohne daß man jedoch gegenüber $E_G = 0$ bei passendem α einen Nutzen erzielte.

Abweichend von allen den bisherigen ist aber das Resultat für die einfachen Anodenspannungs- und die Anodenwiderstandsmethoden bei $- e_G$ (14, 8, 15). Hier nehmen ja die Ruheströme an der Grenze des A-Bereiches (I_{RAr}) auffallend ab mit kleinem α, so daß sich eine große Erleichterung im Röhrenbau ergibt, wenn man sehr kleines α und positives E_G (etwa + 20 Volt) anwendet, nämlich nur etwa Ruheströme von $4\,^0/_0$, wie gesagt. Diese Fälle (E_A-Schaltung und R_A-Röhrenschaltung mit $-e_G$) sind also die einzigen, bei denen man durch Verlegen des Arbeitspunktes weg von $E_G = 0$ offensichtliche Vorteile erzielen kann, immer unter der Bedingung, daß es sich um Dimensionierung einer Röhre handelt, nicht etwa um die beste Benutzung einer beliebigen fertigen Röhre.

Es ist gewiß möglich, daß einige der geschilderten Diagrammeigentümlichkeiten durch die Eigentümlichkeiten der bei uns vorzugsweise angewendeten Konstruktion hervorgerufen sind, wie ja ein Einfluß der Konstruktion von Faden, Gitter und Anode auf das Diagramm oft festgestellt wurde. Allerdings konnte dieser Einfluß noch nicht systematisch ausgedrückt werden, vor allem, weil hierzu doch zu wenig Material vorhanden ist. Aber es könnte sehr gut sein, daß ein anderer Autor, dem hauptsächlich Röhren anderen Fabrikates zur Verfügung stehen, z. B. ein anders aussehendes Grunddiagramm, das ich anormal nenne, das normale nennen würde, oder daß er überhaupt nur eine Art findet. So findet man, wenn man Röhren sehr geringer Charakteristikbreite, z. B. Empfangsverstärkerröhren untersucht, oft keine C-Bereiche im Grunddiagramm, sondern nur A-Bereich und B-Bereich, wie es auch bei E. Mauz und J. Zenneck[19]) der Fall ist. Ebenso werden die C-Bereiche zweifelhaft, wenn man die ganze Charakteristik ins negative Gitterspannungsgebiet verlegt. Es bleibt demnach eine Konventionsfrage, welches Diagramm man als normal bezeichnen will. Die Grundprinzipien der verschiedenen Diagramme sind aber als feststehend anzusehen, wie z. B. die Säuberung der Fehlstellen durch Widerstände der genannten Amplitudenabhängigkeit usw. Ich möchte aber nochmals darauf hinweisen, daß ich in manchen Fällen nur von Beipielen sprechen konnte, ohne eine Gesetzmäßigkeit aussprechen zu können, insbesondere etwa bei dem Vergleich von Grunddiagrammen und R_G-Röhrendiagrammen, die keine Systematik aufwiesen und deshalb trotz manchmal erstaunlich günstiger Diagramme doch generell nicht zu den günstigen gerechnet werden konnten.

19) Vgl. Anm. 4.

C. Andere Reißdiagrammprobleme.

Die hier beschriebenen Fehlstellenerscheinungen sind hauptsächlich vom Standpunkte des Senders, insbesondere des Telephoniesenders, aus betrachtet worden. Es gibt aber noch einige Probleme auf anderem Gebiete, die auf den Reißerscheinungen beruhen und die ich hier nur kurz erwähnen will. Eines ist das Problem des scharfen oder weichen Einsetzens der Schwingungen in der Audionrückkopplungsschaltung, in der das weiche Einsetzen natürlich unbedingt das richtigere ist. Ein anderes ist eine Anordnung zur Betätigung eines Gleichstromrelais, die von W. Schloemilch[20]) angegeben wurde, desgleichen von L. B. Turner[21]) in besonders gut durchgearbeiteter Form. Eine andere Anordnung unter Benutzung der Fehlstellen (F. Trautwein[22]) ist folgende (Abb. 98). Zur Erzielung einer besonders steilen Anodenstromlinie mit Bezug auf eine veränderliche Gitter-

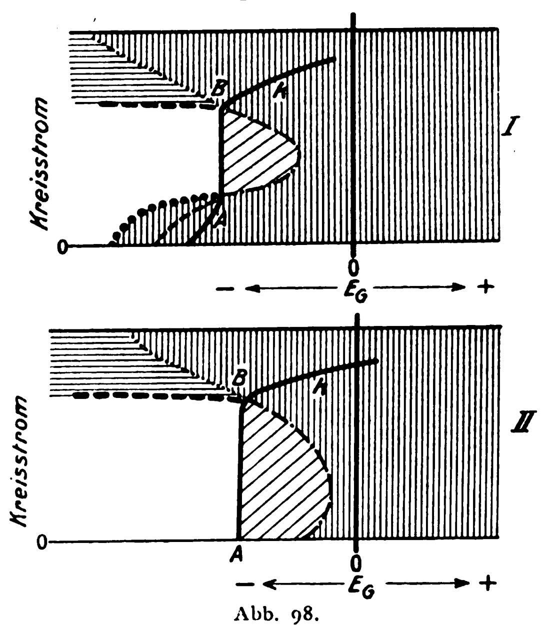


Abb. 98.

20) W. Schloemilch, 1916, nicht veröffentlicht.

21) L. B. Turner, vgl. A. G. T. Cusins, Jahrb. Drahtl. Tel. 20 (1922), 93.

22) F. Trautwein, D. R. P. angemeldet 1922.



spannung wird eine Röhre in den Schwingungszustand versetzt, und zwar in der Schaltung mit festem R_G oder R_{AG}. Die Grenzlinie zwischen Pendelbereich und Reißspringbereich ist dann eine solche sehr steile Linie ohne Hysteresis (k in 981 und II), die man sowohl zu Hochfrequenzverstärkung, als auch zu Niederfrequenzverstärkerzwecken, unbekümmert um die entstehende Hochfrequenz, benutzen kann. Ebenso kann man diese Anordnung unmittelbar als sehr lautstarke Audionrückkopplungsschaltung zum Empfang ausbilden. Diese Fragen gehen über den Rahmen der vorliegenden Abhandlung hinaus, sind aber an Hand der beschriebenen Untersuchungsmethoden leicht zu verfolgen.

VIII. Zusammenfassung.

1. Es wird eine Beschreibung und Klassifizierung der in rückgekoppelten Senderöhrenschaltungen auftretenden „Fehlstellen", die aus Stellen des Springens, Reißens, Nichteinsetzens und Pendelns bestehen, gegeben.

2. Die Fehlstellen haben je nach der verwandten Amplitudenänderungs- (Telephonie- usw.) Methode verschiedenartiges Aussehen, das für alle in Betracht kommenden Methoden beschrieben wird.

3. Es werden empirische Gesetzmäßigkeiten über die Lage der Fehlstellen aufgestellt, in denen besonders der „relative Ruhestrom" als wichtiges Merkmal auftritt.

4. Einige besondere Schaltungshilfsmittel, um die Fehlstellen zu vertreiben oder ihnen auszuweichen, werden angegeben.

5. Die Gesetzmäßigkeiten für die Dimensionierung von Senderöhren für die verschiedenen Anwendungen werden auseinandergesetzt.

6. Es wird dabei gezeigt, in welcher Weise der Senderöhrenbau sich vereinfacht, wenn eine Röhre nur gewissen Spezialanwendungen zu dienen braucht.

7. Es wird auf einige benachbarte Materien hingewiesen, in denen die Reißerscheinungen wesentlich sind.

Zum Schlusse möchte ich allen denjenigen, die mir bei der langwierigen Bearbeitung dieses Themas behilflich gewesen sind, entweder durch Ausführung von Messungen oder durch Hinweise auf wichtige Punkte, auch an dieser Stelle meinen besten Dank aussprechen, und zwar insbesondere den Herren T. Cobi, O. Dölle, Dr. A. Ramspeck, W. Schäffer, Dr. M. Weth.

Zuschriften an die Schriftleitung.

The measurement of the size of drops produced by sprayers

by J. J. Nolan and J. Enright.

In this journal a paper has appeared by Messrs. F. Häusser and G. M. Strobl on the measurement of small drops (Nr. 4, p. 154, 1924). The authors describe a method which they regard as new and of considerable technical importance. We wish to point out that this method has been already used by us and is described with some completeness in the Proceedings of the Royal Dublin Society, vol 17, p. 1, 1922. It was later used in further experiments on spraying (Nolan and Gill, Phil. Mag. vol 46, p. 225, 1923) and a reference was there given to the publication just quoted for details of the method. The substantial identity of our method with that of Messrs. Häusser and Strobl with appear from the following brief account of the method taken from our original description.

"Glass microscope slides were prepared by spreading out on each a layer of thick dark oil (density 0.9). When one of these slides was exposed to the spray, the small drops falling on it passed into the oil-layer and were there suspended, sinking very slowly. The rate of movement through the oil was so slow that the smallest drops did not reach the bottom of the layer until after forty-eight hours. While suspended in the oil the diameters of the drops could be easily measured with a low-power microscope. We were thus enabled, by taking a sufficient number of observations, to determine the sizes of the drops to any degree of accuracy required."

We adopted this method of measuring the sizes of small water-drops produced by a sprayer after much experience of the difficulties of measurements of this kind. Its special advantages are the rapidity and accuracy with which observations can be made. We are glad to note that the experiments of Messrs. Häusser and Strobl confirm the view which we have expressed to that effect.

Physics Department, University College, Dublin.

Erwiderung der Herren F. Häusser und G. M. Strobl.

Die Arbeit von Nolan und Enright, auf die wir erst durch die vorstehende Zuschrift aufmerksam wurden, war uns sowohl in der Veröffentlichung in den Scientific Proceedings of the Royal Dublin Society als auch im Phil. Mag. unbekannt geblieben. Wir machten unsere Versuche im Sommer 1923 und veröffentlichten sie erstmals im

Januar 1924 in den Berichten der Gesellschaft für Kohlentechnik, die sie für ihre Mitglieder herausgibt. Unsere Arbeit entstand also in einer Zeit engster Abschließung des Ruhrreviers, die die Beschaffung der Literatur sehr erschwerte; es erscheint deshalb wohl verständlich, daß die englische Arbeit, die unter dem Titel „Experiments on the electrification produced by breaking up water, with special application to Simpson's theory of the electricity of thunderstorms" erschienen ist, von uns übersehen wurde. Sie scheint aber auch sonst den Fachkreisen entgangen zu sein, da sie in einer neueren Arbeit von Kuehn[1]), die ein fleißiges Studium der Methoden zur Messung der Tropfengröße verrät, nicht erwähnt ist. Selbstverständlich gebührt den beiden englischen Forschern die Priorität in der Auffindung des von uns beschriebenen Meßverfahrens.

Zu der Anwendung der Methode selbst möchten wir bemerken, daß nach unseren Erfahrungen die Flüssigkeitsteilchen unmittelbar hinter der Düse aufgefangen werden müssen; bei größeren Entfernungen, wie sie Nolan und Enright z. T. anwandten, besteht die Gefahr des „Auswählens" der Tropfen, da die kleineren Tröpfchen auf dem Wege durch die Luft stark abgebremst werden und nicht mehr in die Auffangflüssigkeit eindringen können. Sie werden darauf abgleiten und dabei einen Teil der später ankommenden auch größeren Tröpfchen abfangen und seitlich abführen. Bei einer Bildaufnahme im Abstand von etwa 3 cm von der Düse bemerkten wir bei unseren Verhältnissen noch keine nennenswerte Tropfenauswahl. Es kann allerdings sein, daß diese Auswahl bei Nolan und Enright noch nicht in nennenswertem Maß in Frage kam, da die kleinsten Tropfen, die sie in Betracht zogen, im Mittel 0,03 mm Durchmesser hatten, während bei unseren Versuchen die kleinsten Tropfendurchmesser etwa 0,001 mm betrugen.

Dortmund-Eving, Kraftfahrtechnisches Labor. d. Ges. f. Kohlentechnik, den 13. Nov. 1924.

[1]) P. Kuehn, Über die Zerstäubung flüssiger Brennstoffe. Dissert. Techn. Hochsch. Danzig. Motorwagen 1924, Heft XIX u. f.

Berichtigung.

Zum Artikel W. Birnbaum, „Optische Untersuchung des Spannungszustandes in Maschinenteilen" dieser Zeitschrift 1924, Heft 4.

S. 143, Spalte 2, Zeile 17 von unten, lies „Belastungsapparat".

S. 145, Spalte 1, Zeile 16 von oben, lies „Coulomb" anstelle von Mohr.

S. 146, Spalte 1, Zeile 10 von oben, lies

$$E = p \cdot \sin 2(\alpha - \varphi) \cdot \sin \pi \nu \frac{\Delta}{c} \cdot$$

S. 148, Spalte 2, Zeile 9 von unten, lies

$$V = d \cdot \int_{-2,0}^{0} \tau \, dy = \ldots\ldots$$

Nach S. 148, Tafel IV, Abb. 11d, lies $\varphi = 60^0$; Abb. 11e lies $\varphi = 45^0$.

Neue Bücher.

(Besprechung bleibt vorbehalten.)

Arkadiew, W., Magnetic Spectroscopy. 79 S. (Transactions of the State Electrical Research Institute Nr. 4.) Moskau 1924.

Auerbach, Felix, Die Methoden der theoretischen Physik. X, 436 S., 150 Fig. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1924. Brosch. M. 13,—, geb. M. 15,—.

Barkhausen, H., Elektronen-Röhren. 1. Bd. 2. A. VI, 140 S., 54 Abb. S. Hirzel, Leipzig. 1924. M. 4.— H. W. W. M. 5,—.

Block, B., Das Kalkbrennen. 2. A. XII, 512 S., 270 Abb. in der Schrift. Otto Spamer, Leipzig. 1924. Geb. M. 25,—, geb. in Ganzl. 27,50.

Bucky, G., Die Röntgenstrahlen und ihre Anwendung. Zweite, vermehrte und verbesserte A. 120 S., 95 Abb. i. T. u. auf 4 Tf. (Aus Natur und Geisteswelt 556 Bd.) B. G. Teubner, Leipzig u. Berlin. 1924. Geb. M. 1,60.

Bürk, Fritz, Entropie des Wasserdampfes in elementarer Ableitung. 47 S., 11 Fig. u. 4 Tab. i. T. Verlag von Otto Spamer, Leipzig. 1924. Geh. M. 2,—, geb. M. 2,60.

Chwolson, O. D., Die Physik und ihre Bedeutung für die Menschheit. Aus dem Russischen übersetzt von Georg Kluge. VII, 277 S., 33 Abb. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1924. M. 10,80.

Cramer, Fritz, Elektrische Meßkunde. (Bibl. d. ges. Technik, Bd. 307.) XIV, 251 S., 146 Abb. i. T. u. einer Bilderbeilage m. 70 Darstellungen von Instrumenten und Apparaten. Dr. Max Jänecke, Leipzig. 1924. Geb. M. 9,—, geb. M. 10.—.

Deutscher Kalender für Elektrotechniker 1925/26. Begründet von F. Uppenborn. Herausgegeben von G. Dettmar. 42. Jg. XII, 720 S., 300 Textabb. und Kalendarium. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1925. In Leinen geb. M. 5,—.

Die Antenne. Herausgegeben von der Dr. Erich F. Huth G. m b. H., Gesellschaft für Funkentelegraphie, Berlin 1924. Heft 5.

Dinse, E., Fortschritte im Waagenbau. 46 S., 31 Abb. V. D. I. Verlag, Berlin. 1924. Geh. M. 3,—.

Georgii, Walter, Wettervorhersage. Die Fortschritte der synoptischen Meteorologie. (Wissenschaftliche Forschungsberichte. Naturwissenschaftliche Reihe, herausgegeben von Ed. Liesegang, Band XI.) VIII, 114 S. mit 58 Abb. im Text. Dresden und Leipzig 1924, Theodor Steinkopff. Geh. G.-M. 4,50.

Greene, Tom W., Strength of Steel Tubing under Combinad Columu and Transverse Leading, Ineluding Tests of Columus and Beams. 34 S., 15 Abb. Gov. Print. Offen, Washington. Geh. s. 0,15.

Guertler, W., Metallographie 2 II, Heft 6, Lief. 2. S. 187 bis 559. Gebr. Bornträger, Berlin. 1924. Geh.

Marx, E., Handbuch der Radiologie unter Mitwirkung von zahlreichen Fachgelehrten herausgegeben. Bd. VI: Die Theorien d. Radiologie bearbeitet von M. v. Laue, P. Zeeman, H. A. Lorentz, A. Sommerfeld und G. Wentzel, Georg Joos, E. Riecke †, L. Vegard, P. Debye. 806 S., 141 Abb. i. T. u. auf Tafeln. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1924. Brosch. M. 40,—, geb. M. 42,—.

Heifetz, I. J., Patent- und Rechtsanwalt in Leningrad. Das neue russische Patentgesetz. Der gewerbliche Rechtsschutz in Rußland unter besonderer Berücksichtigung des Rechtes der Ausländer. Vollständiger Text der Gesetze mit ausführlichem Kommentar. Übersetzt von Rechtsanwalt Dr. Hellmut Rost, Berlin mit einem Vorwort von L. Martens, Vorsitzendem des russischen Patentamtes. 116 S. Berlin 1924, M. Krayn. Brosch. G.-M. 4,—.

Heyck, P., Beleuchtung. (Betriebstaschenbuch. Herausgegeben von Oberschulrat Prof. Dipl.-Ing. R. Horstmann und Prof. Dr.-Ing. K. Laudien.) Jänecke Verlagsbuchhandlung, Leipzig 1924. G.-M. 1,20.

Herz, N., Allgemeine Theorie zentrierter Linsensysteme. IV, 67 S. Leipzig und Wien 1924, Franz Deuticke. G.-M. 5,—.

Hidnert, Peter, Gero, W. B., Thermal Expansion of Molybdenum. 3 Abb. (3 Tef.) Gov. Print. Off, Washington. $ 0,10.

Hund, A., Theory of Determination of Ultra Radio Frequences by Standing Waves or Wires. 54 S., 19 Abb. (1 Tfl.) Gov. Print. Offen, Washington. Geh. $ 0.15.

Jovitchitch, Milorad Z., Über den Wert der Relativitätstheorie Einsteins. 30 S. Hölder-Pichler Tempsky A.-G., Wien. 1924. Geh.

Jürges, Walter, Der Wärmeübergang an einer ebenen Wand. 52 S., 27 Textabb. (Beiheft 19 zum Gesundheits-Ingenieur. Reihe 1: Arbeiten aus dem Heiz- und Lüftungsfach. Herausgeg. von d. Schriftleitung des Gesundheits-Ingenieurs.) R. Oldenbourg, München u. Berlin. 1924. M. 3.60.

Kamerlingh Onnes, H., Fourth International Congress of Refrigeration, London, June 1924. First International Commission of the International Institute of Refrigeration. 258 S. u. 2 S., div. Abb. Eduars Ijdo, Leiden. 1924. Geh.

Koerts, A., Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Nachrichtenübermittlung. Band I: Die Hochfrequenztechnik. XI, 148 S. M. Krayn, Berlin. 1924. Geh. M. 10,—.

Kossel, W., Valenzkräfte und Röntgenspektren. Zwei Aufsätze über das Elektronengebäude des Atoms. Zweite, vermehrte A. II, 89 S., 12 Abb. Julius Springer, Berlin. 1924. M. 3,60.

Levi-Civita, T., Fragen der klassischen und relativistischen Mechanik. VI, 110 S., 13 Abb. (autoris. Übers.). J. Springer, Berlin. 1924. Geh. M. 5,40.

Meyer, C. W. Erich, Die praktische Entwicklung des Metallflugzeugbaues in Deutschland. (Sonderdruck aus „Deutsche Motor-Zeitschrift", Jahrgang 1924, Nr. 1 und 2). 7 S. Dresden, Hellmut Droscha.

Mayer, M., Esslinger Lokomotiven, Wagen und Bergbahnen. Geschichtliche Entwicklung in der Maschinenfabrik Esslingen seit dem Jahre 1846. 250 S., Tafeln m. Abb. u. Tab. V. D. I. Verlag, Berlin. 1924. Ganzl. geb. M. 25,—.

Müller, G. W., Quecksilberdampfglasgleichrichter. X, 206 S, 84 Abb. Verlagsanstalt Norden, Berlin. 1924. Geh. M. 5.50. L. W. M. 6,—.

Nernst, W., Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes. Zweite Auflage (Manuldruck). VIII, 232 S. Halle (Saale) 1924, Wilhelm Knapp. Brosch. G.-M. 12,—, geb. G.-M. 13,50.

Richter, R., Elektrische Maschinen. I. Band: Allgemeine Berechnungselemente. Die Gleichstrommaschinen. X, 630 S. mit 453 Abb. im Text. Berlin 1924, Julius Springer. Geb. G.-M. 27,—.

Rodman, I. A., Iolliffe, C. B., Quantitative Study of Regeneration by Induative Feed Back. 10 S. Gov. Print. Offen, Washington. $ 0,10.

Sachs, Georg, Grundbegriffe der mechanischen Technologie der Metalle. XII, 319 S., 232 Abb. (Bildet Bd. II von Gürtler, Der metallische Werkstoff.) Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1924. Brosch. M. 13,—, geb. M. 15,—

Seegers, C., neu herausgegeben v. Paul Heylandt. Übersetzt v. Friedrich Diestel, Über die Bewegung und die Störungen der Planeten, wenn dieselben sich nach dem Weberschen elektrodynamischen Gesetz um die Sonne bewegen. VIII, 54 S. Kommissionsverlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., Braunschweig. 1924. Geh. M. 2,50.

Sommerfeld, Arnold, Atombau und Spektrallinien. Vierte umgearbeitete A. 862 S., 156 Abb. Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1924. Geh. M. 22,—, geb. M. 25,—.

Schulze, A., Die elektrische und thermische Leitfähigkeik. Berlin. 1924. M. 48,—.

Technological Papers of the Bureau of Standards: Coblentz, W. W., Hughes, C. W., Emissive Tests of Paints for Decreasing or Increasing Heat Radiation from Surfaces. 17 S., 1 Fig. Gov. Print Off. Washington. Geh. $ 0,05.

Valier, Max, Der Vorstoß in den Weltenraum. Eine technische Möglichkeit? Eine wissenschaftlich-gemeinverständliche Betrachtung. 2. A. 94 S., 35 Textabb. R. Oldenbourg, München u. Berlin. 1924. M. 2,—.

Warburg, E., Über Wärmeleitung und andere ausgleichende Vorgänge. X, 106 S., 18 Abb. J. Springer, Berlin. 1924. Geh. M. 5,70.

Woelk, J., Wähleramt und Wahlvorgang. 28 S., 14 Abb. R. Oldenbourg, München u. Berlin. 1924. Geh. M. 1,10.

Zimmermann, H., Zur Relativitätslehre. Gedanken eines Technikers. IX, 52 S. mit 6 Bildern. Berlin 1924, Wilhelm Ernst & Sohn. Geh. G.-M. 2,70.

Besprechungen.

Czapski, S. und Eppenstein, O., **Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe.** 3. A. Hrs. v. H. Erfle u. H. Boegehold. XX, 747 S. 316 Abb. i. T. Johann Ambrosius Barth, Leipzig. 1924.

Die erste Auflage dieses Fundamentalwerkes der geometrischen und Instrumental-Optik wurde von Czapski (1893) verfaßt, die zweite Auflage (1904) unter Mitwirkung von v. Rohr durch Czapski und Eppenstein bearbeitet, die vorliegende dritte Auflage umfaßt Beiträge einer ganzen Reihe der bedeutendsten Mitarbeiter des Zeisswerkes. Etwa zwei Drittel des Werkes ist von den Herausgebern Erfle und Boegehold verfaßt, die beide weder zu Abbe noch zu Czapski in persönlicher Beziehung gestanden haben, der Rest von O. Eppenstein, A. König und M. von Rohr. Wie bei Erscheinen der zweiten Auflage bald nach Abbes Tod auch Czapskis Leben plötzlich endete, so wurde kurz vor Erscheinen der dritten Auflage auch Erfle von einem raschen Tode dahingerafft, so daß dem Buch bisher das Schicksal ständig wechselnder Führung beschieden ist. Trotzdem stellt es in seltener Vollkommenheit das Richtwerk für ein spezielles Gebiet der Physik dar. Es umfaßt in 21 Abschnitten neben der Theorie der Abbildungen von den einfachsten zu den verwickelsten Fällen eingehende Darstellungen über das Auge, das Sehen, die Brille, das photographische Objektiv, die Lupe, das Mikroskop, den Scheinwerfer und das Fernrohr. Das Buch ist nicht nur jedem Erbauer optischer Instrumente sondern auch jedem optisch arbeitenden Physiker unentbehrlich.

F. Henning.

Meyer, U. u. Deckert, A., **Tafeln der Hyperbelfunktionen; Formeln.** Kösel & Pustet, Kempten. 1924. gr.-8°. VI, 87. S. Pr. M. 5,—

Die von den Verfassern herausgegebenen Tafeln enthalten auf nicht mehr als 52 Seiten die Funktionen Sin, Cos, Tg, sin, cos, tg mit ihren Logarithmen und zwar auf 5 Stellen. Diese große Reichhaltigkeit auf knappem Raum



wird durch besonders praktische Anordnung erreicht (Angabe der einzelnen Funktionen nacheinander, zweidimensionale Verteilung der Zahlen, Verwendung von Proportionalteilen). Außer den angegebenen Funktionen findet man in dem Büchlein noch Tafeln der Exponentialfunktionen $\frac{1}{2} e^x$ und $\frac{1}{2} e^{-x}$ und der Reziprokwerte, sowie eine kleine Formelsammlung, die besonders den Bedürfnissen des Telegraphen- und Fernsprechtechnikers entgegenkommt. Zur Berechnung der Hautwirkung bei Runddrähten ist eine besondere kleine Tafel angeschlossen. Die Argumente der Kreisfunktionen sind durchweg im Bogenmaß angegeben. Ob dies das praktischste ist, erscheint mir zweifelhaft. Die Phasentrommeln der Frankeschen Maschine und die Winkelknechte (Transporteure) werden ja, vorläufig wenigstens, noch immer im Gradmaß geteilt. Umrechnungen sind also nach wie vor unvermeidlich. Vielleicht wäre es besser gewesen, es einmal mit dem dezimal unterteilten Gradmaß zu versuchen. Das Bogenmaß ist ja nicht das ideale Winkelmaß, sondern die wenig erfreuliche Frucht einer unzweckmäßigen, wenn auch altehrwürdigen Definition. Dem neuen Tafelwerk ist die weiteste Verbreitung zu wünschen. Bedauerlich ist nur, daß der Verlag nicht für besseres Papier gesorgt hat; bei Werken, in denen viel geblättert werden soll, darf gerade hierin nicht gespart werden. J. Wallot.

Georgii, W. **Wettervorhersage.** Die Fortschritte der synoptischen Meteorologie. VIII, 114 S, 58 Abb. i. T. Th. Steinkopff, Dresden u. Berlin. 1924. Geh. M. 4,50

Dieser XI. Bd. der naturwissenschaftlichen Reihe stellt eine empfehlenswerte Bereicherung der „Wissenschaftlichen Forschungsberichte" vor, indem in leicht lesbarer Form, durch instruktive Abbildungen unterstützt, ein umfassendes Bild der besonders in den letzten Jahren weiter ausgebildeten wissenschaftlichen Grundlagen des praktischen Wetterdienstes dargeboten wird.

Die während des Krimkrieges durch den Sturm von Balaklava bewirkten Schäden hatten von der früheren Beobachtung des zeitlichen Verlaufs der meteorologischen Elemente an einem Ort zur synoptischen Betrachtungsweise geführt, bei welcher das gleichzeitige Verhalten dieser Elemente auf einem größeren Gebiet verfolgt wird. Die hierbei bevorzugte Betrachtung der Luftdruckverteilung genügte aber zur Vorausbestimmung der Witterung nicht und führte am Anfang dieses Jahrhunderts zu einer Reaktion und zwar zum Emporkommen von Ansichten, welche an die Gedankengänge von Dowe mit der maßgebenden Rolle des Windes für die Witterung erinnern. Besonders durch den Norweger V. Bjerknes wurden die Strömungsverhältnisse der Luft als hauptmaßgebend für die Wettervorhersage herangezogen und dabei auf streng hydrodynamischer und thermodynamischer Grundlage behandelt. Neben dieser norwegischen Schule ist noch die Bedeutung der Wiener speziell von F. M. Exner, hervorzuheben; vorliegender Band gibt von den Arbeiten dieser beiden Schulen ein übersichtliches Bild, ohne dabei auf die altbewährten Ergebnisse der älteren synoptischen Meteorologie zu verzichten. Heute erfolgt die Übermittlung der gesamten Wetterdienstmeldungen ausschließlich auf funkentelegraphischem Wege. Bedauerlich ist aber der Mangel einer allgemein zwischenstaatlichen Regelung der angewandten Wetterschlüssel.

Nach Darstellung der Grundlagen der Wettervorhersage wird die Abhängigkeit des Wetters von den Luftdruckformen und den atmosphärischen Strömungsverhältnissen geschildert. Neben den üblichen Wetterkarten, welche die Isobaren und die Windrichtungen darstellen, sind immer die entsprechenden „Strömungskarten" abgebildet. In Übereinstimmung mit der ausgleichenden Tendenz dieses Buches wird neben der Bjerknesschen „Wellentheorie" der Zyklonenbildung auch die auf die Wiener Schule zurückgehende „Tropfentheorie" dargestellt. Sehr wichtig für die praktische Wettervorhersage ist die Kenntnis gewisser Regelmäßigkeiten, wie sie im Wandern des Wetters, in der Verschiebung der Hoch- und Tiefdruckgebiete usw. vorliegen, auch hier sind in letzter Zeit exakter gefaßte Regeln entdeckt worden. Den Schluß der Darstellung bildet die Vorhersage des jahreszeitlichen Wetters, welche auf der Erhaltungstendenz der Witterung, der Beziehung zwischen den hydrographischen und den meteorologischen Vorgängen, sowie auf der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre beruht. R. Swinne.

Personalnachrichten.

Göttingen. A. o. Professor der Chemie an der Göttinger Universität Dr. Rudolf Vogel wurde ein Lehrauftrag für „Spezielle Teile der Metallurgie" erteilt.

München. Im Alter von 75 Jahren starb Geh.-R. Prof. der Astronomie Dr. Hugo von Seeliger, Direktor der Universitätssternwarte und Präsident der bayerischen Akademie der Wissenschaften.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Am 8. Dezember 1924 wurde die Ortsgruppe Hannover unserer Gesellschaft gegründet. Herr Dr. Rudolf Hase wurde zum 1. Vorsitzenden gewählt. Wir wünschen unserer jüngsten Ortsgruppe gutes Gedeihen und schnelle Entwicklung.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin-Charlottenburg, Oranienstraße 5, 2. Eingang.

Die Bürostunden sind: Montag und Donnerstag von 1—6 Uhr nachmittags, Dienstag, Mittwoch und Freitag von 8—1 Uhr vormittags.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. von Auwers, Berlin-Siemensstadt, Siemensstr. 35:

Herr Dr. G. Sommer, Physiker im Wernerwerk der Siemens & Halske-A.-G.

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf-Mitte:

Herr Prof. Dr. K. Endell, Berlin-Steglitz, Breitestr. 3, T.H. Berlin. (Für 1924.)

Herr Ingenieur Sigurd Ganswindt, in Fa. Siemens & Halske, Berlin-Siemensstadt, Rohrdamm 38.

Herr Dr. Willi Geiss, Physiker bei den Philipps Glühlampenfabriken, Eindhoven (Holl.), Ooievaarslaan 13.

Herr Dr. Hermann Hort, Obering. der Krupp A.-G., Essen, Irmgardstr. 52. (Für 1925.)

Firma Carl Schenck, Eisengießerei & Maschinenfabrik G.m.b.H., Darmstadt, Landwehrstr. 56. (Für 1925.)

Herr Dr. Schlechter, Physiker, Siemens & Halske, Berlin, Prenzlauer Allee 40 II. (Für 1925.)

Herr Dr. Oswald von Schmidt, Physiker bei der Exploration Berlin, Augsburger Str. 4. (Für 1924.)
Herr Dr. Helmut Sell, in Fa. Siemens & Halske, Berlin-Siemensstadt, Rapsstraße 73.
Herr Dr. Steger, Berlin-Grunewald, Im Eichkamp 46, T.H. Berlin. (Für 1925.)

Seitens des Herrn Dr. Friedrich Gehrts, Berlin NW. 23, Klopstockstr. 28:
Herr Dr. phil. Walter Wolff, Berlin-Cöpenick, Kurfürstenallee 18.

Seitens des Herrn Dr.-Ing. Glaser, Würzburg, Recheltgasse 12a I:
Herr Dr.-Ing. Möllinger, Direktor der Zählerfabrik der Siemens-Schuckertwerke, Nürnberg.

Seitens des Herrn Dr. L. Hochheim, Heidelberg:
Herr Dir. Junghans, Mannheim, Siemens-Schuckertwerke, N 7, 18.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Osc. Knoblauch, München, Arcisstr. 21:
Herr Dr. Hugo Hermann, Bockau bei Aussig, Nr. 238. (Für 1925.)

Seitens des Herrn Geh. Rat Miethe, Berlin-Charlottenburg:
Herr Dr. Martin Mäder, Berlin-Lichterfelde-West, Hindenburgdamm 78.

Seitens des Herrn Prof. Schumann, München:
Elektrotechn. Institut der Techn. Hochschule München.

Seitens des Herrn Dr. G. Schweikert, Charlottenburg, Osnabrücker Str. 24:
Herr Dipl.-Ing. Heinr. Herzogenrath, Berlin-Zehlendorf-Mitte, Elsestr. 2.

Seitens des Herrn Dipl.-Ing. R. Swinne, Berlin-Wannsee:
Herr Dr. Erwin Meyer, Berlin-Wilmersdorf, Detmolder Str. 57 I, TRA.

Seitens des Herrn Dr. Vieth, Köln a. Rh.:
Herr Dr. Pabst, Troisdorf a. Rh., Emil-Müller-Str. 17.
Herr Cand. phil. Reinh. Winzen, Bonn, Wilhelmstr. 25.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. O. von Auwers, Greifswald, Physik. Institut, jetzt Berlin-Siemensstadt, Siemensstraße 34/35 (in Fa. Siemens & Halske A.-G. Forschungslaboratorium).

Herr cand. ing. Waldemar Brückner, Darmstadt, Heinrichstr. 63, jetzt Wiesbaden-Eigenheim, Eintrachtstraße 11.

Herr Dr.-Ing. Ernst Daiber, Stuttgart, Alexanderstr. 17, jetzt Stuttgart, Hasenbergstr. 79.

Herr Dr. phil. W. Drägert, Porz a. Rh., Meirowsky & Co. A.-G., jetzt Berlin-Reinickendorf-West, Waldstr. 22—28, Meirowsky Isolationswerke A.-G.

Herr Dipl.-Ing. Günther Eggeling, Charlottenburg 1, Kamminerstraße 24, jetzt Bleibtreustraße 50 II.

Herr Dr. Linnemann, München, Pettenkoferstr. 27, jetzt München, Irschenhäuser Str. 4.

Herr Dr. Ernst Möller, Jena, Techn.-Phys. Institut, jetzt Berlin NW. 52, Calvinstr. 13 pt. v.

Herr Dr. J. Otto, Berlin-Charlottenburg, Werner-Siemens-Str. 8/12, jetzt Berlin-Schlachtensee, Wannseestr. 64.

Herr Dr. Gustav Schweikert, Charlottenburg, Knobelsdorffstr. 42 I, jetzt Charlottenburg, Osnabrücker Str. 24 I bei Peesch.

Herr Dr. G. Stüve, Observatorium Lindenberg, jetzt Frankfurt a. M., Meteorologisches Institut, Robert-Mayer-Str. 2.

Herr Dr. Utesch, Greifswald, Bahnhofstraße 7a, jetzt Greifswald, Fischstraße 27.

Verstorben.

Herr Studienrat Dr. O. Lüders, Halle a. d. S., Königsstraße 13 II.

Herr Dipl.-Ing. Eugen Trepches, Targu-Mures (Rumänien), str. Sft.-Gheorghe 17.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Rheinland.

(In Gemeinschaft mit dem Gauverein Rheinland der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.)

Bericht über die erste Wintersemestertagung im Physikalischen Institut der Universität Bonn am Sonnabend, den 22. November 1924.

4 bis 6 Uhr: Wissenschaftliche Sitzung.

1. Mitteilungen über den Innsbrucker Naturforschertag.
2. Vortrag des Herrn Prof. Dr. Moll, Utrecht: Über eine neue Thermosäule.
3. Wissenschaftliche Mitteilungen:
   a) Herr Starke-Aachen: Über die Helligkeitsverteilung auf einer beleuchteten Kugel.
   b) Herr Mecke-Bonn: Doppelstern als Molekülmodell.
   c) Herr von Kármán-Aachen: Magnuseffekt und seine Anwendungen.
   d) Herr Frerichs-Bonn: Über ein Verfahren zur Bestimmung relativer Intensitäten von Mehrfachlinien.
   e) Herr Seitz-Aachen: Über Röntgenelektronen.
   f) Herr Eversheim-Bonn: Eine neue Art von Widerständen für hohe Belastungen.
   g) Herr Kriegesmann-Bonn: Experimentelle Bestimmung des Energieverbrauches bei der Ionisation der Luft durch Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge.
   h) Herr Leven-Bonn: Über Absorption von Metalldämpfen im kondensierten Funken unter Wasser.

7 Uhr: Kalter Imbiß im Tillmannianum und anschließend geselliges Beisammensein in der Lese.

Die nächste Sitzung soll im Januar in Aachen stattfinden.

Dr. Vieth, Schriftführer.

Elektrotechnischer Verein Berlin (E. V.).

Sitzungsbericht von Dienstag, den 25. Nov. 1924, zu Charlottenburg, Techn. Hochsch., Hörsaal für Physik.

Vortrag des Herrn Direktor W. Hahnemann-Kiel über: „Physikalische Grundlagen des Sendens und des Empfangs von Schallwellen mit besonderer Berücksichtigung elektrisch betriebener Schallsender großer Leistung". Mit Vorführungen.

Dr. R. Rothe, Vorsitzender.

Lichttechnische Gesellschaft Karlsruhe.

Bericht über die Sitzung am 2. Dezember 1924, im Hörsaal des Chemisch-technischen Instituts der Technischen Hochschule Karlsruhe.

Vortrag des Herrn Dipl.-Ing. P. Heyck, Leipzig, über: „Künstlerische Anforderungen an die Beleuchtung von Sälen und die Mittel der Lichttechnik".

Inhaltsverzeichnis 1924.

Die Zahlen bedeuten die Seiten.

A. Sachverzeichnis.

Allgemeines, Zuzammenfassende Berichte, Originalbeiträge, Zuschriften an die Schriftleitung, Mitteilungen aus Technik und Industrie, Buchbesprechungen.

Allgemeines.

Buchbesprechungen.

Die eingeklammerten Namen sind die der Rezensenten.

Technische Mathematik.

Allgemeine Technik.

Allgemeine technische Physik.

Mechanik elastischer Körper.

Festigkeitslehre.

Flüssigkeitsmechanik.

Hydrodynamische Maschinen.

Technische Wärmelehre (Kreisprozesse, Wärmeeigenschaften der Stoffe [Gase und Dämpfe]).

Verbrennungs-, Heiz- und Schmelztechnik.

Dampf- und Gasströmung, Explosionen.

Mechanische Schwingungen.

Elektrische Maschinen und Apparate.

Nachrichtenübermittlung durch Draht und Raum.

Elektrische Schwingungen (Sende- und Empfangsapparate).



Elektrotherapie und Diagnostik (einschließlich Röntgentechnik).

Allgemeine technische Optik.

Sehtechnik.

Leuchttechnik.

Farbenphysik (Farbenlehre, Farbenuntersuchung).

Allgemeine technische Akustik.

Hörtechnik.

Sprechtechnik.

Metallphysik einschl. Prüfungsmethoden.

Stoffphysik einschl. Prüfungsmethoden.

Photographische Prozesse, Photochemie.

Allgemeine Chemie.

Meteorologie.

B. Namensverzeichnis.

Die eingeklammerten Buchstaben hinter den Namen bedeuten:

(A) = Verfasser eines mit Namen gezeichneten Aufsatzes oder einer Mitteilung.
(R) = Verfasser einer Buchbesprechung.
(B) = Nennung als Verfasser eines selbständigen Buches oder als Herausgeber einer Zeitschrift (unter Besprechungen).
(P) = Nennung in einer persönlichen oder gesellschaftlichen Mitteilung.

Die Zahlen bedeuten die Seiten.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

